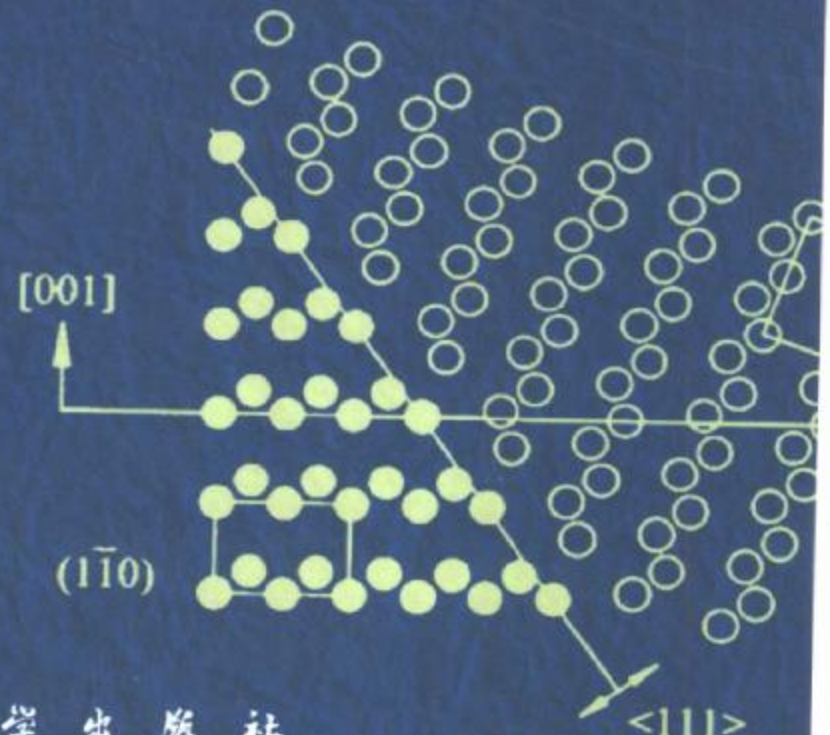


金属材料的晶体学织构与各向异性

毛卫民 编著



科学出版社
www.sciencep.com

636
248
1

金属材料的晶体学织构与各向异性

毛卫民　编著

科学出版社

2002

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

内 容 简 介

晶体学织构与各向异性是现代先进金属材料十分重要的特性。本书论述了金属材料织构产生的基本过程，并阐述了相关基本理论，同时对20世纪80年代以来材料织构研究方面的最新成果作了一定的介绍。

本书可作为高等学校本科生、研究生的教材，也可供相关专业的教师和科研人员参考使用。

图书在版编目(CIP)数据

金属材料的晶体学织构与各向异性/毛卫民编著.—北京：科学出版社，2002

ISBN 7-03-010456-0

Ⅰ.金… Ⅱ.毛… Ⅲ.①金属材料-金属晶体-织构 ②金属材料-各向异性 Ⅳ.TG14

中国版本图书馆CIP数据核字(2002)第037816号

科学出版社 出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码：100717

http://www.sciencep.com

新蕾印刷厂 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2002年8月第 一 版 开本：720×1000 B5

2002年8月第一次印刷 印张：14

印数：1—2 000 字数：268 000

定价：19.00元

（如有印装质量问题，我社负责调换〈北燕〉）

前　言

金属材料的综合性能优良、价格低廉、性能可靠、生产工艺成熟、供应稳定、使用方便、易于进行大规模生产，是当今经济建设与社会发展的基础材料。金属材料在21世纪仍将是重要工业部门，尤其是机械、国防等工业部门使用的主要材料。但是现代社会的进步与高新技术的快速发展也对传统的金属材料领域提出了严峻的挑战。人们不再满足于金属材料已有的优点与性能水平，甚至不再满足于金属材料性能逐年提高的步伐。近十几年来高技术新材料得到了突飞猛进的发展，其中就包括新金属材料的开发与应用。新金属材料的开发虽然取得了较大的成果，但总的来说是靠牺牲传统金属材料的一些优点来换取某些性能的明显提高。尤其是它较为复杂的制造工艺和较高的制造成本等都使得这类新材料的大范围推广使用受到阻碍。

另一方面，金属材料大多是晶体材料。利用晶体本身存在的各向异性是改善传统金属材料性能的一个重要手段。冶炼技术的进步和现代织构分析技术的出现为这一手段的发展提供了有力的支持。这种手段在于制备出有明显各向异性的织构材料，将其性能优异的晶体学方向转置在材料需要的方向上。这样既保持了金属材料原有的全部传统优点，又可以使必要的性能得到显著的提高。

在金属材料生产制备的各个环节中，往往会产生不同类型的织构。金属凝固过程中的选择生长会造成柱状晶区的铸造织构。金属塑性变形加工时，各晶粒的取向会发生定向转动，因而形成变形织构。变形后的金属在加热过程中仍会生成再结晶织构。一些研究表明，即使是粉末材料，在其烧结过程中也会产生某种织构，因此实际上很难找到完全没有织构的金属材料。由此可见，织构在金属材料中的存在具有一定的普遍性。

由于金属材料织构的普遍性以及它对材料性能的重要影响，近些年来许多国家投入了大量的精力从事这方面的开发研究，并取得了显著的成果。同时这些成果又以非常快的速度转化为生产力，应用于各种先进金属材料的生产之中。例如超深冲钢板、新一代优质硅钢板、半导体薄膜、电容器铝箔、超导材料、新型稀土永磁材料和磁致伸缩材料等产品的出现或日趋成熟，以及一些现代在线检测技术的开发与应用就是建立在这些研究开发成果的基础之上。金属材料各向异性的开发研究已成为当前材料领域一个极为重要的发展方向。

与世界发达国家相比，我国在这一领域科学研究和生产应用的水平尚有不少差距。同时，许多冶金材料工作领域内的青年工作者也需要一些参考资料，以便了解金属材料的织构和各向异性方面的一些新观念，及其开发应用的状况和前景。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

随着科技成果和生产技术的不断更新，现有的一些专业书籍和资料已显得较为陈旧或不全面，很有必要在新的起点上对金属材料的织构和各向异性作一个较为系统的阐述。基于这一认识，作者根据十几年来在这个领域内从事研究工作的经验和体会，参考了一些书刊资料，草拟本书奉献给广大读者。作者在上述领域的理论与实践方面仅有粗浅的认识，也没有能力把金属材料织构和各向异性的问题较全面地概括入本书，因而在本书的编写过程中难免有不妥之处，恳请有关专家及广大读者提出宝贵意见。尽管如此，作者还是希望本书能够对我国材料织构领域在积累资料、更新知识以及开阔视野方面起到一点促进作用，也希望能够借助本书给初步涉及这个领域的读者提供一个方便的入门途径。

面临21世纪的严峻挑战，材料科学与工程学科需要加倍努力创新。在本书的编写过程中引用了与作者合作的研究生李波涛、杨芘科、敖强、徐军、杨宏、熊德赣、李敏、朱国辉、陈楠、赵子苏、吴勇、杨第、陈冷等人的研究成果，浙江大学赵新兵教授提供了实验数据。北京科技大学杨平副教授为本书撰写了微区织构和背散射电子分析部分。在此，本书作者向上述各位同志表示衷心的感谢。作者在从事新金属材料的研究过程，以及在本书撰写与成稿过程中曾获得国家自然科学基金委员会(项目编号：59271006，59671008，59895151，50171014)、北京市自然科学基金委员会(项目编号：2002014)及北京市科技合同项目(项目编号：9550310400)的资助，特表示衷心谢意。

作　者

2002年1月

目　录

前言
第一章　织构的测量与表达 …… (1)
§1-1　取向与织构 …… (1)
一、晶体取向 …… (1)
二、取向的表达方法 …… (1)
三、晶体学织构 …… (4)
§1-2　极图与极密度分布 …… (4)
一、取向的极射赤面投影 …… (4)
二、多晶体极密度分布 …… (5)
三、极图的测量 …… (6)
四、极图数据的整理 …… (6)
五、反极图 …… (7)
§1-3　取向分布函数 …… (8)
一、取向分布函数计算原理 …… (8)
二、多晶体的取向空间 …… (9)
三、取向分布函数分析 …… (11)
四、织构组分分析 …… (13)
§1-4　中子衍射织构分析 …… (14)
一、衍射用中子波 …… (15)
二、原子对中子的散射与吸收 …… (15)
三、中子衍射试样 …… (17)
§1-5　织构测量新技术 …… (18)
一、能谱探测器与位敏探测器 …… (18)
二、面探测器分析技术 …… (19)
三、微区织构和背散射电子取向分析技术 …… (21)
参考文献 …… (26)
第二章　织构的生成 …… (28)
§2-1　热加工织构 …… (28)
一、铸造织构 …… (28)
二、热变形织构 …… (30)
三、粉末烧结织构 …… (31)
§2-2　冷变形织构及其理论计算 …… (33)
一、金属变形晶体学 …… (33)

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

二、塑性变形时晶体取向的变化 …… (36)
三、多晶体冷变形织构的生成 …… (38)
四、多晶体变形模型 …… (42)
五、变形织构模拟的一般过程 …… (44)
六、冷轧织构的模拟 …… (45)
§2-3 不均匀变形织构 …… (47)
一、塑性变形的不均匀性 …… (47)
二、轧制变形的受力状态 …… (49)
三、不均匀变形织构的生成 …… (53)
§2-4 再结晶织构 …… (57)
一、金属的再结晶 …… (57)
二、金属再结晶织构 …… (58)
三、再结晶的定向生核理论及其相应织构的实际观察 …… (61)
四、再结晶的选择生长理论及其相应织构的实际观察 …… (63)
§2-5 二次再结晶织构 …… (65)
一、金属的二次再结晶 …… (65)
二、金属中的二次再结晶织构 …… (66)
三、二次再结晶织构与晶粒异常生长 …… (68)
§2-6 相变织构 …… (70)
一、金属材料固态相变中的织构转换 …… (70)
二、两相合金的相变织构 …… (70)
三、相变引起的单相合金的织构 …… (71)
四、变形诱发相变造成的织构 …… (75)
§2-7 高纯面心立方金属板中的立方织构 …… (76)
一、立方织构的工业应用及生成理论 …… (76)
二、立方织构的观察 …… (77)
三、轧制变形对生成立方织构的影响 …… (78)
§2-8 工程用金属板材冷轧织构的理论分析 …… (82)
一、工程轧制变形的晶体学理论 …… (82)
二、实际面心立方金属冷轧织构的形成 …… (84)
三、塑性变形外应力对体心立方金属冷轧织构的影响 …… (89)
四、体心立方金属正常冷轧织构的模拟 …… (95)
参考文献 …… (96)
第三章 传统金属材料的织构及其应用 …… (100)
§3-1 深冲压铝合金薄板 …… (100)
一、铝合金薄板的制耳效应 …… (100)
二、制耳效应的消除 …… (101)
三、增加铝合金热轧板中立方织构的方法 …… (102)
§3-2 不可热处理强化铝合金的力学性能 …… (104)

一、不可热处理强化的变形铝合金 …… (104)
二、5456 轧制铝合金的织构与强度 …… (104)
三、中间再结晶退火的影响 …… (107)
四、最终回复退火的影响 …… (108)
§3-3 超深冲无间隙原子钢 …… (109)
一、无间隙原子钢的发展 …… (109)
二、无间隙原子钢的各向异性 …… (110)
三、无间隙原子钢的织构控制 …… (112)
四、高强度无间隙原子钢的开发 …… (114)
§3-4 高压电子铝箔 …… (116)
一、高压电子铝箔的特性 …… (116)
二、生产高压电子铝箔的技术环节 …… (116)
三、高压电子铝箔的组织结构与织构 …… (117)
§3-5 冷轧电工硅钢板 …… (118)
一、电工硅钢及其软磁性能 …… (118)
二、取向硅钢及{110}〈001〉织构的形成 …… (119)
三、无取向硅钢 …… (120)
四、高性能电工钢的开发 …… (123)
参考文献 …… (125)
第四章 新金属材料的织构及其应用 …… (130)
§4-1 金属与合金织构的一些特殊利用 …… (130)
一、钛合金板的织构与应力腐蚀 …… (130)
二、锌合金板的织构与性能 …… (131)
三、钽板织构的利用 …… (132)
四、锆板的织构与塑性变形各向异性 …… (133)
§4-2 薄膜金属的织构 …… (134)
一、大规模集成电路芯片用铝膜导线 …… (134)
二、化学气相沉积金刚石薄膜 …… (137)
三、冲压钢板的镀锌层 …… (140)
四、高温超导薄膜 …… (142)
五、特种功能薄膜材料的织构 …… (145)
§4-3 金属间化合物结构材料的织构 …… (147)
一、Ti_3Al 基合金的织构与力学性能 …… (147)
二、TiAl 基合金的织构与力学各向异性 …… (149)
三、Ni_3Al 基合金的织构与力学性能 …… (151)
四、Fe_3Al 基合金的织构与力学性能 …… (152)
§4-4 金属间化合物功能材料的织构 …… (153)
一、CuZn 合金的逆向孪生织构与形状记忆效应 …… (153)
二、FeCo 合金有序-无序转变对变形和再结晶织构的影响 …… (158)

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

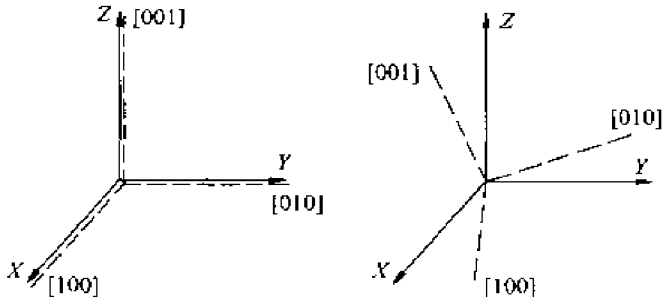
三、Nd-Fe-B 合金的织构与永磁性能 …… (163)
四、$(Tb,Dy)Fe_2$ 合金的织构与磁致伸缩性能 …… (164)
五、InSb 合金的织构与磁阻效应 …… (165)
参考文献 …… (166)
第五章　晶体学织构与金属材料检测 …… (173)
§ 5-1　与取向相关的材料性能及其在线检测技术 …… (173)
一、与取向分布相关的多晶材料性能的定量计算 …… (173)
二、多晶体性能函数 M 的确定 …… (174)
三、r 值在线检测技术的应用 …… (176)
四、r 值在线检测技术的改进 …… (178)
§ 5-2　纤维织构的定量计算 …… (180)
一、多晶材料的纤维织构及其检测与分析 …… (180)
二、纤维织构的极图分析原理 …… (183)
三、纤维织构定量分析方法 …… (185)
§ 5-3　多晶体晶界两侧晶粒取向差的统计计算 …… (186)
一、晶粒间取向差与晶界特性 …… (187)
二、取向差的实际计算 …… (187)
三、多晶取向差分布的统计计算 …… (188)
四、织构材料取向差分布 …… (189)
§ 5-4　电工钢磁学性能检测 …… (193)
一、铁基合金的磁晶各向异性 …… (193)
二、磁各向异性能分布函数与磁晶各向异性能极图 …… (194)
三、多晶无取向硅钢织构与磁转矩的定量计算 …… (196)
四、取向硅钢织构与工程磁学性能 …… (198)
§ 5-5　深冲压钢板塑性应变比无损检测 …… (201)
一、塑性应变比(r 值)无损检测原理 …… (201)
二、r 值的泰勒模型计算 …… (202)
三、r 值检测技术的进一步改进 …… (203)
§ 5-6　金属材料检验中的一些织构问题 …… (204)
一、物相定量分析 …… (204)
二、物相构成的判定分析 …… (208)
三、其他材料检测中的结构问题 …… (210)
参考文献 …… (211)

第一章　织构的测量与表达

§1-1　取向与织构

一、晶体取向

设空间有一由 X，Y，Z 三个互相垂直的坐标轴组成的直角参考坐标系 A。再设有一个立方晶体坐标系 e，其坐标轴的排列方式为：[100]方向平行于 X 轴，[010]方向平行于 Y 轴，[001]方向平行于 Z 轴，且三个晶体方向分别同与之平行的 X，Y，Z 坐标轴保持同向。人们把晶体坐标系中晶体方向在参考坐标系 A 内的这种排布方式称为起始取向 e[图 1-1(a)]。



(a) 起始取向　　(b) 任意取向

图 1-1　取向的确定

若把一多晶体或任一单晶体放在坐标系 A 内，则每个晶粒坐标系的[100]方向通常不具有上述排列，因此它们不具有起始取向，而只有一般的取向[图 1-1(b)]。如果把一具有起始取向 e 的晶体坐标系作某种转动，使它与一单晶体或多晶体内一晶粒的晶体坐标系重合，这样转动过的晶体坐标系就具有了与之重合的晶体坐标系的取向。综上可知，取向描述了物体相对于参考坐标系的转动状态，晶体取向表达了基本的晶体坐标轴在一参考坐标系内排布的方式。可以用具有起始取向的晶体坐标系到达实际晶体坐标系时所转动的角度表达该实际晶体的取向[1]。

二、取向的表达方法

人们通常用晶体的某晶面晶向在参考坐标系中的排布方式来表达晶体的取向。如在立方晶体轧制样品坐标系中用$(h\ k\ l)[u\ v\ w]$来表达某一晶粒的取向。这种晶粒的取向特征为其$(h\ k\ l)$晶面平行于轧面，$[u\ v\ w]$方向平行于轧向。另

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

外也可以用$[r\ s\ t]=[h\ k\ l]\times[u\ v\ w]$表示平行于轧板横向的晶向，这样就可以构成一个标准正交矩阵。若在上述参考坐标系中用 g 代表一取向，则有

$$g=\begin{bmatrix}g_{11} & g_{12} & g_{13}\\ g_{21} & g_{22} & g_{23}\\ g_{31} & g_{32} & g_{33}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}u & r & h\\ v & s & k\\ w & t & l\end{bmatrix} \tag{1-1}$$

这样式 1-1 可表达立方晶体中任一晶粒在轧制样品坐标系中的取向。对起始取向 e 有

$$e=\begin{bmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 1\end{bmatrix} \tag{1-2}$$

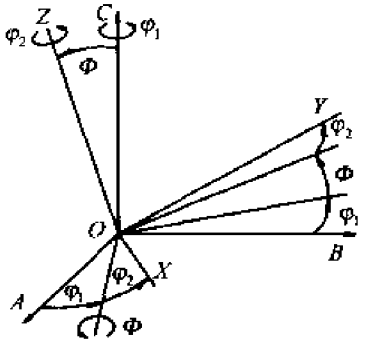


图 1-2　取向的欧拉转动

由于从起始取向出发经过某种转动可将晶体坐标系 $OABC$ 转到任何取向的晶体坐标系 $OXYZ$ 上，所以也可以用这种转动操作的转角表示晶体取向。一种常用的确定取向的方式即是邦厄(Bunge)定义的欧拉角[2]。图 1-2 给出了从起始取向出发，按 φ_1,Φ,φ_2 的顺序所作的三个欧拉转动。经过这种转动可以实现任意的晶体取向，因此取向 g 可表示成

$$g=(\varphi_1,\Phi,\varphi_2) \tag{1-3}$$

显然对于起始取向 e 有

$$e=(0,0,0) \tag{1-4}$$

若用矩阵表示经任意$(\varphi_1,\Phi,\varphi_2)$转动所获得的取向，则有

$$g=\begin{bmatrix}\cos\varphi_2 & \sin\varphi_2 & 0\\ -\sin\varphi_2 & \cos\varphi_2 & 0\\ 0 & 0 & 1\end{bmatrix}\begin{bmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & \cos\Phi & \sin\Phi\\ 0 & -\sin\Phi & \cos\Phi\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\cos\varphi_1 & \sin\varphi_1 & 0\\ \sin\varphi_1 & \cos\varphi_1 & 0\\ 0 & 0 & 1\end{bmatrix} \tag{1-5}$$

各矩阵相乘后得总的转置矩阵，且可以证明有下述关系，即

$$\begin{aligned}g&=\begin{bmatrix}\cos\varphi_1\cos\varphi_2-\sin\varphi_1\sin\varphi_2\cos\Phi & \sin\varphi_1\cos\varphi_2+\cos\varphi_1\sin\varphi_2\cos\Phi & \sin\varphi_2\sin\Phi\\ -\cos\varphi_1\sin\varphi_2-\sin\varphi_1\cos\varphi_2\cos\Phi & -\sin\varphi_1\sin\varphi_2+\cos\varphi_1\cos\varphi_2\cos\Phi & \cos\varphi_2\sin\Phi\\ \sin\varphi_1\sin\Phi & -\cos\varphi_1\sin\Phi & \cos\Phi\end{bmatrix}\\ &=\begin{bmatrix}u & r & h\\ v & s & k\\ w & t & l\end{bmatrix}\end{aligned} \tag{1-6}$$

这样就建立了两种取向表达方式的换算关系。

如果从起始取向出发，绕某一晶体学方向 $v\ [h\ k\ l]=[v_1\quad v_2\quad v_3]$旋转一个角度 γ，则也可以实现任意的晶体取向[3]，此时取向 g 可表示成

$$g=\begin{bmatrix}(1-v_1^2)\cos\gamma+v_1^2 & v_1v_2(1-\cos\gamma)+v_3\sin\gamma & v_1v_3(1-\cos\gamma)-v_2\sin\gamma\\ v_1v_2(1-\cos\gamma)-v_3\sin\gamma & (1-v_2^2)\cos\gamma+v_2^2 & v_2v_3(1-\cos\gamma)+v_1\sin\gamma\\ v_1v_3(1-\cos\gamma)+v_2\sin\gamma & v_2v_3(1-\cos\gamma)-v_1\sin\gamma & (1-v_3^2)\cos\gamma+v_3^2\end{bmatrix}$$

$$=\begin{bmatrix}u & r & h\\ v & s & k\\ w & t & l\end{bmatrix} \tag{1-7}$$

由式 1-1 所示的取向表达方式可知表达式中共有 9 个变量。但这 9 个变量并不都是独立的。由于该矩阵的标准正交特点，其中必有下列 6 个归一与正交的约束条件，即

$$r^2+s^2+t^2=1,\ h^2+k^2+l^2=1,\ u^2+v^2+w^2=1 \tag{1-8}$$

$$r\cdot h+s\cdot k+t\cdot l=0,\ h\cdot u+k\cdot v+l\cdot w=0,$$

$$u\cdot r+v\cdot s+w\cdot t=0 \tag{1-9}$$

可见 9 个变量中只可能有 3 个变量是独立的。因此取向的自由度是 3。用欧拉角表达取向时 φ_1、Φ、φ_2 刚好反映出了取向的三个独立变量。

六方晶体的取向表达式与其 c/a 比值有关。设六方晶体 c 与参考坐标系 Z 向平行，a 与参考坐标系 Y 向平行，a 与 c 的矢量积为 X 向，则可用 φ_1，Φ，φ_2 角确定六方晶体的取向[4]。从六方晶体对称性出发，在四轴坐标系中用 $\{h\ k\ i\ l\}\langle u\ v\ t\ w\rangle$ 表达六方晶体的取向比较直观，方便。其中有 $h+k+i=0$，$u+v+t=0$。把这样的晶面晶向指数经三轴坐标系最后可换算成直角坐标系的相应参数。参考式 1-6 可推导出如下关系：

$$\begin{bmatrix}\left(\sqrt{3}u+\frac{\sqrt{3}}{2}v\right)\frac{a}{d_{uvw}} & (2h+k)\frac{c}{d_{hkl}}\\ \frac{3}{2}\frac{va}{d_{uvw}} & \sqrt{3}k\frac{c}{d_{hkl}}\\ \frac{wc}{d_{uvw}} & \sqrt{3}l\frac{a}{d_{hkl}}\end{bmatrix}$$

$$=\begin{bmatrix}\cos\varphi_1\cos\varphi_2-\sin\varphi_1\sin\varphi_2\cos\Phi & \sin\varphi_2\sin\Phi\\ -\cos\varphi_1\sin\varphi_2-\sin\varphi_1\cos\varphi_2\cos\Phi & \cos\varphi_2\sin\Phi\\ \sin\varphi_1\sin\Phi & \cos\Phi\end{bmatrix} \tag{1-10}$$

式中，a，c 为六方晶体点阵常数，对 d_{uvw}、d_{hkl} 有

$$d_{uvw}=\sqrt{3\left(u+\frac{v}{2}\right)^2a^2+\frac{9}{4}v^2a^2+w^2c^2}$$

$$d_{hkl}=\sqrt{(2h+k)^2c^2+3k^2c^2+3l^2a^2} \tag{1-11}$$

对于四方晶系可设晶体 c 与参考坐标系 z 向平行，a 与参考坐标系 x 向平行，则可用 φ_1、Φ、φ_2 角确定四方晶体的取向[4]。从四方晶体对称性出发，也可

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

在直角坐标系中用$(h\ k\ l)[u\ v\ w]$表达四方晶体的取向，并有如下关系：

$$\begin{bmatrix} \frac{ua}{r_{uvw}} & \frac{hc}{r_{hkl}} \\ \frac{va}{r_{uvw}} & \frac{kc}{r_{hkl}} \\ \frac{wc}{r_{uvw}} & \frac{la}{r_{hkl}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\varphi_1\cos\varphi_2 - \sin\varphi_1\sin\varphi_2\cos\Phi & \sin\varphi_2\sin\Phi \\ -\cos\varphi_1\sin\varphi_2 - \sin\varphi_1\cos\varphi_2\cos\Phi & \cos\varphi_2\sin\Phi \\ \sin\varphi_1\sin\Phi & \cos\Phi \end{bmatrix} \quad (1\text{-}12)$$

式中，a，c 为四方晶体常数，对 r_{uvw} 和 r_{hkl} 有

$$r_{uvw} = \sqrt{u^2a^2 + v^2a^2 + w^2c^2},\ r_{hkl} = \sqrt{h^2c^2 + k^2c^2 + 3l^2a^2} \quad (1\text{-}13)$$

三、晶体学织构

当多晶体各晶粒的取向聚集到一起时多晶体内就会呈现织构现象。一般认为，许多晶粒取向集中分布在某一或某些取向位置附近时称为择优取向。择优取向的多晶体取向结构称为织构(preferred orientation distribution)。根据近些年来的研究，许多人认为晶体学织构概念应是：多晶体取向分布状态明显偏离随机分布的取向分布结构(deviation of random orientation distribution)。另一方面，目前也有一些人把晶体学织构的观念进一步拓宽，认为取向分布本身就是晶体学织构，因而有了“随机织构”(randomly textured)的说法。由此可见，晶体学织构的概念也在不断的发展之中。

§1-2 极图与极密度分布

一、取向的极射赤面投影

以金属轧制样品为例，将轧制样品中具有一定取向的晶体放到标有轧向 RD、板法向 ND 和横向 TD 的球心上。作该晶体所有$\{H\ K\ L\}$面的法线，交球面于若干点，成球面投影图。图 1-3(a)给出了一晶体所有$\{100\}$面法线的投影而成的 1、2、3 各点。然后对这些投影点再作极射赤面投影，使它们与垂直于板法向且过球心的圆面(即赤面)有一组交点〔如图 1-3(b)所示的 1′、2′、3′各点〕。设样品坐标系中板法向与球面的正向交点为 N 极，反向交点为 S 极，则投影线是图 1-3(a)中上半球面上各投影交点与下半球 S 极点的连线。一般一个$\{H\ K\ L\}$晶面法线在上下球面上各有一个交点，图 1-3(b)中只取上半球的那一个作极射赤面头影。投影过的赤面图即为表达该晶体取向的极射赤面投影图或称为极图，图 1-3(c)即是相应的$\{100\}$极图。图 1-3 描述了表达晶体取向的$\{100\}$极图的形成过程。表达该取向的任一$\{H\ K\ L\}$极图均可通过与此相同的过程得到。图 1-3(c)所示极图上各点的位置可用 α，β 两角表示。α 角表示$\{H\ K\ L\}$晶面法向与样品系板法向的夹角，β 角表示该$\{H\ K\ L\}$晶面法向绕板法向转动的角度。

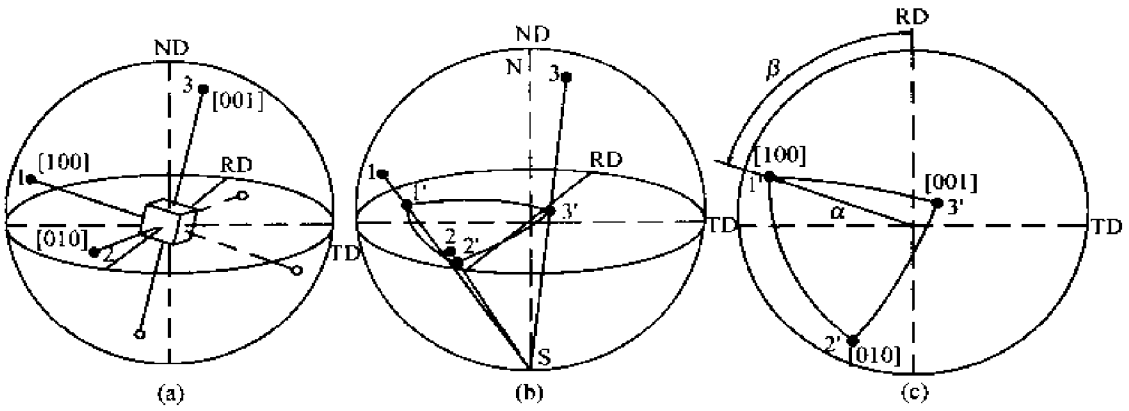
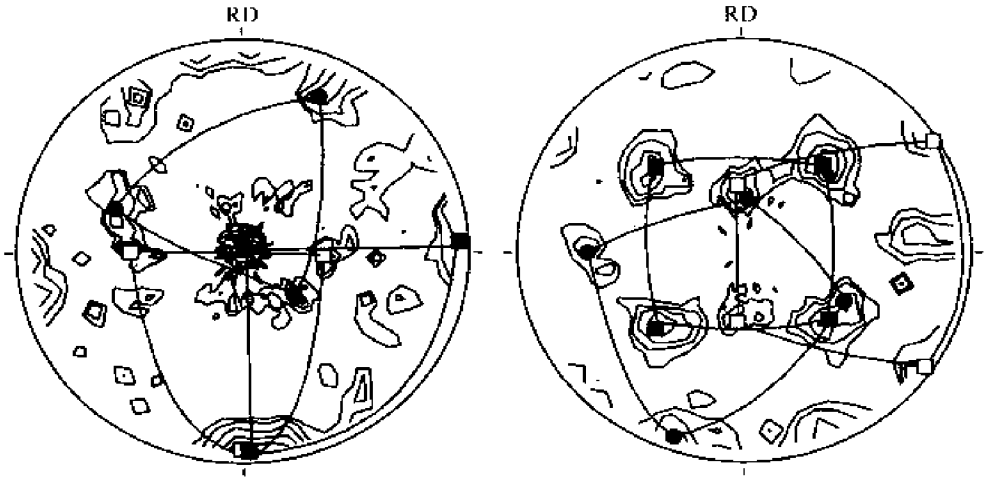


图 1-3　取向的极图投影原理

二、多晶体极密度分布

如果把一多晶体内所有晶粒都作上述的投影，则会在球面上得出许多投影点来。把每个点所代表的晶粒体积作为这个点的权重，则这些点在球面上的加权密度分布称为极密度分布。通常球面上极密度分布在赤面上的投影分布图称为多晶体的极图。假如多晶体内无织构，极密度分布在整个球面的分布将是均匀的。反之，极密度分布在极图上不均匀，有些地方极密度值会比较高。根据极密度的高低可算出赤面投影后的极图密度分布。再根据具体情况画出等密度线，即可制成通常分析织构所用的极图。

图 1-4 给出了用{200}和{111}极图显示纯铝板中再结晶织构的实例。从图 1-4可以看出，该样品内的晶粒取向多在立方取向{001}〈100〉，戈斯取向{011}



(a) {200} 极图 (max.=14.5)　　(b) {111} 极图 (max.=10.8)

图 1-4　纯铝板再结晶织构(密度水平:1,2,4,7,10)

■{001}〈100〉，　●{124}〈211〉，　□{011}〈100〉

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

〈100〉和 R 取向|214|〈121〉附近聚集。

三、极图的测量

图 1-5 给出了利用射线测量极图装置的示意图。该装置可在某|$H\ K\ L$|晶面 2θ 衍射位置记录衍射强度。测量过程中将样品绕其 X 向轴或 Y 向作 α 转动，并绕 Z 向作 β 转动，就可以测到样品不同方位(α, β)处|$H\ K\ L$|晶面的衍射强度。实际应用的 X 射线极密度自动测量装置可以自动完成上面所述的操作。选定不同的 2θ 角就可以测得不同的|$H\ K\ L$|极图数据。中子等其他射线源也可以用来测量极图数据。

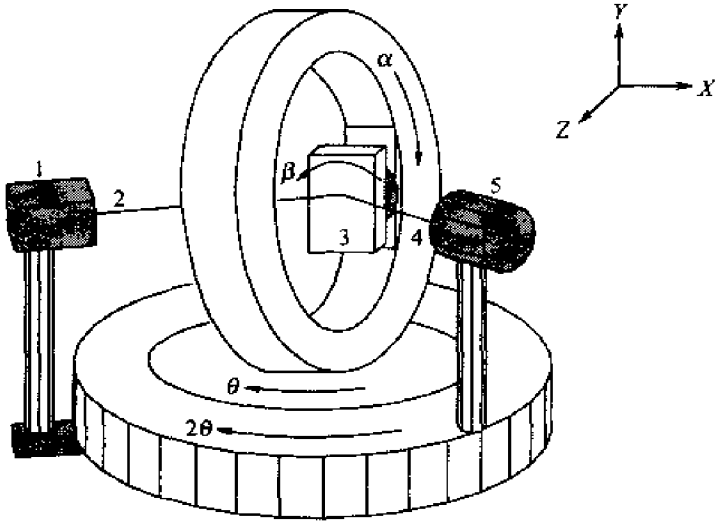


图 1-5　X 射线极密度自动测量装置示意图(反射法)

1—X 射线源;2—X 入射线;3—试样;4—X 衍射线;5—计数器

四、极图数据的整理

人们熟知，当计数器不在衍射角位置或衍射角处没有要测的|$H\ K\ L$|晶面时射线衍射强度并不为零。这时的强度通常称为背底强度 $I_{背}$。因此在 2θ 角处获得的实测衍射强度 $I_{实}(\alpha,\beta)$实际上含有背底强度 $I_{背}$ 的影响。取一无织构的多晶粉末样品，可测得其在 2θ 角处的强度 $I_{粉}$，及在 2θ 附近的背底强度 $I_{背}$。当 α 角变大时，$I_{粉}$ 与 $I_{背}$ 随之降低。一般认为 $I_{粉}$ 与 $I_{背}$ 不随 β 角变，所以它们只是 α 角的函数。这样消除背底影响后对实测样品衍射强度 I 和标准样品衍射强度 $I_{标}$ 有

$$I(\alpha,\beta) = I_{实}(\alpha,\beta) - I_{背}(\alpha) \tag{1-14}$$

$$I_{标}(\alpha) = I_{粉}(\alpha) - I_{背}(\alpha) \tag{1-15}$$

由此可换算出实测极图数值 $p_{实}(\alpha,\beta)$为

$$p_{实}(\alpha,\beta)=\frac{I(\alpha,\beta)}{I_{标}(\alpha)} \tag{1-16}$$

对实测极图数值 $p_{实}(\alpha,\beta)$进行归一化处理即可获得极密度值 $p(\alpha,\beta)$，或称极密度分布函数。一般得到完整的实测极密度分布之后方能进行归一化处理。设 N 为归一化因子，$\sin\alpha\Delta\alpha\Delta\beta$ 表示球表面微元，$\Delta\alpha$ 和 $\Delta\beta$ 是测量的角间隔，则归一化原则条件为

$$\frac{1}{2\pi}\sum_{\alpha=0}^{\pi/2}\sum_{\beta=0}^{2\pi}p_{实}(\alpha,\beta)N\sin\alpha\Delta\alpha\Delta\beta=\frac{1}{2\pi}\sum_{\alpha=0}^{\pi/2}\sum_{\beta=0}^{2\pi}p(\alpha,\beta)\sin\alpha\Delta\alpha\Delta\beta\equiv 1 \tag{1-17}$$

对相应的无织构粉末多晶体有

$$p_{粉}(\alpha,\beta)\equiv 1 \tag{1-18}$$

图 1-6 给出了纯铝无织构样品 $I_{标}$ 与 $I_{背}$ 数值的实例。其中虚线为 $I_{背}$，实线为相对 $I_{标}$，即有：相对 $I_{标}(\alpha)=I_{标}(\alpha)/I_{标}(0°)$。用 X 线反射法通常只能在 $\alpha<\pi/2$的范围内测量不完整极密度分布，因此不能直接归一处理。实用的归一法主要有两种：一种是用其他测量方法(如 X 射线透射法)补足未能从 X 射线反射法测到的数据，然后归一处理。另一种是取某些假设进行近似处理。例如设未测到的一小部分极密度数据与无织构时的值一样，或假设未测到的值与已测到的最近的已知值相等。也可以用外延法根据已知值把未知值推算出来，以便归一处理。

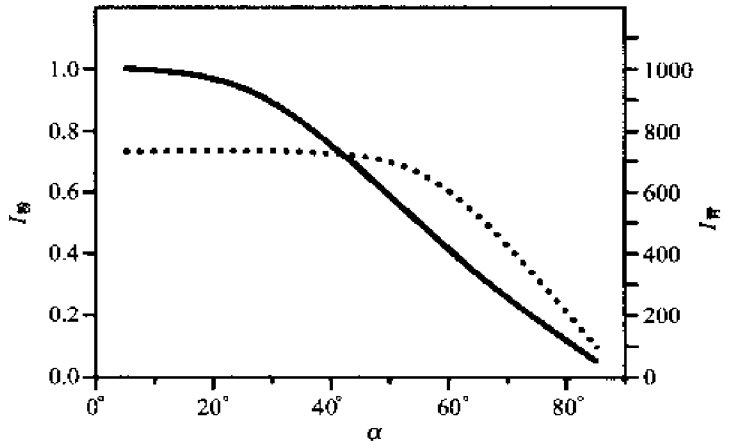


图 1-6　纯铝无织构样品实测 X 射线 $I_{粉}$(实线)与相对 $I_{背}$(虚线)强度

五、反极图

反极图用以在晶体坐标系内表示多晶体内各晶粒特征样品坐标轴方向的分布情况。通常以晶体坐标系内的三个特征坐标轴为坐标参照系，如立方晶体内可采用[100]、[010]和[001]三个方向组成参考坐标系。参照图 1-3 和 1-4，反极图的投影和绘制原理与极图相同，只是其中晶体坐标系和样品坐标系互相调换了位

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

置。

反极图的传统检测方法比较简单。主要采用短波单色 X 射线，作普通多晶体衍射分析，并尽可能多的获得各种不同晶面的衍射数据[5,6]。对实测衍射数据作与极图数据相似的整理后，采用极射赤面投影的方法把相关数据投影到反极图赤道投影面上，对离散的反极图数据作连续化处理[6]即可得到反极图。多数常见材料会有较高的晶体对称性，因此通常不需要如图 1-4 那样绘出全部反极图。例如，具有对称阶数为 24 的 432 立方晶体材料只需要绘出全部反极图的二十四分之一就可以表达出特征样品坐标轴在晶体坐标系中的分布情况，即实际采用的晶体参考坐标轴为[001]、[011]和[111]。图 1-7 示意性地给出了表示加工铝材特定样品坐标轴分布情况的反极图实例[6]。

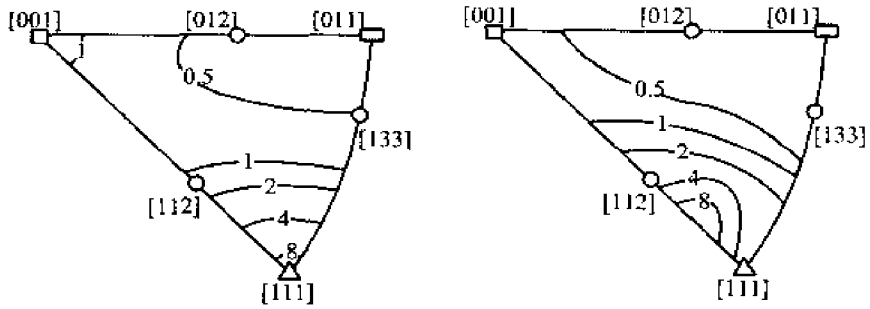


图 1-7　加工铝材反极图示意图

传统反极图的检测方法虽然简便易行，但检测数据往往太少，因而造成测量精度不高。鉴于反极图在一些情况下尚有广泛的应用，因此人们亦发展出利用取向分布函数精确测定反极图的新方法[2,3,6]。

§1-3　取向分布函数

根据式(1-8)和(1-9)可知取向有三个自由度，因此需要用三维空间表达多晶体取向分布。极图或极密度分布函数 $p(\alpha,\beta)$所使用的是一个二维的空间，它上面的一个点不足以表示三维空间内的一个取向，因此用极图分析多晶体织构或取向时会产生一定的局限性和困难。为了细致、精确并且定量地分析织构，需要建立一个利用三维空间描述多晶体取向分布的方法，这就是取向分布函数(Orientation Distribution Function)分析法，简称 ODF 法。

一、取向分布函数计算原理

极密度分布函数 $p_{hkl}(\alpha,\beta)$表达了多晶体内各晶粒的$\{H\ K\ L\}$晶面法线于

(α,β)处的分布强弱。根据极密度分布函数的性质可以将它转换成球函数级数展开式

$$p_{hkl}(\alpha,\beta)=\sum_{l=0}^{l_{max}}\sum_{n=-l}^{l}F_{l(hkl)}^{n}K_{l}^{n}(\alpha,\beta)\quad(0\leqslant\alpha\leqslant\pi,0\leqslant\beta\leqslant2\pi)\quad(1\text{-}19)$$

式中，$K_l^n(\alpha,\beta)$是已知的球函数；$F_{l(hkl)}^n$是级数展开式常系数组。

取向分布函数 $f(g)$表达了三维取向空间内不同取向$(\varphi_1,\Phi,\varphi_2)$上的取向密度。根据类似的数学原理可以把取向分布函数转换成广义球函数级数展开式

$$f(g)=f(\varphi_1,\Phi,\varphi_2)=\sum_{l=0}^{l_{max}}\sum_{m=-l}^{l}\sum_{n=-l}^{l}C_{l}^{mn}T_{l}^{mn}(\varphi_1,\Phi,\varphi_2)$$
$$(0\leqslant\varphi_1\leqslant2\pi,0\leqslant\Phi\leqslant\pi,0\leqslant\varphi_2\leqslant2\pi)\qquad(1\text{-}20)$$

对相应的无织构粉末多晶体有

$$f_{粉}(\varphi_1,\Phi,\varphi_2)\equiv1\qquad(1\text{-}21)$$

式中，$T_l^{mn}(\varphi_1,\Phi,\varphi_2)$是已知的广义球函数；$C_l^{mn}$是级数展开式常系数组。

根据极密度分布函数和取向分布函数的数学关系，可以推导出两个级数展开式的数学关系为

$$F_{l(nkl)}^{n}=\frac{4\pi}{2l+1}\sum_{m=-l}^{l}C_{l}^{mn}K_{l}^{*m}(\delta_{hkl},\omega_{hkl})\qquad(1\text{-}22)$$

式中，$(\delta_{hkl},\omega_{hkl})$是晶向$[h\ k\ l]$在晶体坐标系中的方位角；$K_l^{*m}(\delta_{hkl},\omega_{hkl})$是球函数 $K_l^m(\delta_{hkl},\omega_{hkl})$的共轭复函数，它也是已知的球函数。这样就建立了极密度分布函数 $p_{hkl}(\alpha,\beta)$的球函数展开系数 $F_{l(hkl)}^n$与取向分布函数 $f(g)$的广义球函数展开系数 C_l^{mn}的关系。由于这两套常系数组分别包含了不同的极密度分布函数和取向分布函数的全部信息，所以它们的关系实际上也反映了两种函数之间的换算关系。

通过实际测量若干极密度分布并归一处理可获得 $p_{hkl}(\alpha,\beta)$数据，根据已知的 $K_l^n(\alpha,\beta)$借助式(1-19)可求出各 $F_{l(hkl)}^n$值。根据测量的极密度指数$[h\ k\ l]$确定$(\delta_{hkl},\omega_{hkl})$，进而可计算出 $K_l^{*m}(\delta_{hkl},\omega_{hkl})$，然后根据式(1-22)算出取向分布函数的展开系数 C_l^{mn}。最后根据式(1-20)就可以算出取向分布函数。

采用取向分布函数分析金属材料中的织构可以使分析结果明确，细致，定量，因此不仅在科学研究上取向分布函数被迅速地运用到各个领域，而且也越来越多地应用到工业生产之中。在实际测算取向分布函数的过程中还要考虑待测试样的对称性、晶体的对称性以及实测误差等问题。其细致过程可参阅有关专著。

二、多晶体的取向空间

由式(1-20)可知用一组 φ_1、Φ、φ_2 值即可表达晶体的一个取向，且有 $0\leqslant\varphi_1\leqslant2\pi$，$0\leqslant\Phi\leqslant\pi$，$0\leqslant\varphi_2\leqslant2\pi$。用 φ_1、Φ、φ_2 作为空间直角坐标系的三个变量就可

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

以建立起一个取向空间，或称欧拉空间。这一取向空间的范围是 $2\pi\times\pi\times2\pi$。

以立方晶系金属板材织构分析为例，板材内的织构相对于轧板坐标系(轧向，横向，板法向)具有正交对称性 222。再考虑到立方晶系自身通常具有的对称性 432，一个取向在上述取向空间内会多次出现在不同的地方。这种多重性或重复性通常用 Z 表示。分析表明，对于一般的取向其 Z 值为 96，对高对称性的取向其 Z 值可能会是 48 或 24。由此可见分析取向分布函数时可以大大缩小取向空间的范围。通常所取的空间范围是 $0\leqslant\varphi_1\leqslant\pi/2$，$0\leqslant\Phi\leqslant\pi/2$，$0\leqslant\varphi_2\leqslant\pi/2$，而且在这个范围内仍可将取向空间划分成三个小的子空间(参见图 1-8)，它对应着立方晶系〈111〉方向的三次对称性。由于三次对称性不能将取向空间作进一步的线性分割，因此在 $0\leqslant\varphi_1,\Phi,\varphi_2\leqslant\pi/2$ 所包含的范围内没有排除三次对称性的影响。在每个子空间内，任一取向只可能出现一次，或在 $0\leqslant\varphi_1,\Phi,\varphi_2\leqslant\pi/2$ 范围内出现三次。

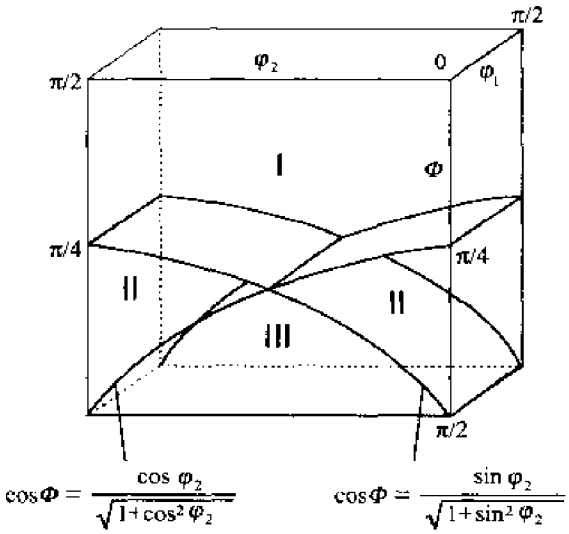


图 1-8　立方晶系取向子空间的划分

许多六方多晶体试样具有正交对称性 222，一般六方金属晶体都具有对称性 622，因此在整个取向空间内一个一般的取向会出现 48 次，即 Z 值为 48。在取向空间内 φ_2 的取值可限制在 $0\sim\frac{\pi}{3}$，Φ 和 φ_1 的取值范围为 $0\sim\frac{\pi}{2}$。在这个缩小了的取向空间内每种取向只出现一次。许多四方多晶体试样也具有正交对称性 222，多数四方金属晶体具有对称性 422，因此在整个取向空间内一个一般的取向会出现 32 次，即 Z 值为 32。取向空间 φ_1，Φ 和 φ_2 的取值范围应为 $0\sim\frac{\pi}{2}$。在这个缩小到原取向空间 1/32 的小空间内每种取向只出现一次。

三、取向分布函数分析

可以根据式(1-6)、(1-10)和(1-12)在$\{h\ k\ l\}\langle u\ v\ w\rangle$与$\{\varphi_1, \Phi, \varphi_2\}$之间换算。如果测算出了取向分布函数，可以分析所关心的取向上的取向密度，进而研究相应的织构及其变化规律。在立方晶系的取向空间内有一些十分重要的取向。表1-1列出了其中的一部分。

表1-1　立方晶系中重要的取向

名　称	$\{h\ k\ l\}\langle u\ v\ w\rangle$	φ_1	Φ	φ_2
立　方	{001}⟨100⟩	0°	0°	0°
旋转立方	{001}⟨110⟩	45°	0°	0°
铜　型	{112}⟨111⟩	90°	35°	45°
黄铜型	{011}⟨211⟩	35°	45°	0°
戈　斯	{011}⟨100⟩	0°	45°	0°
S	{123}⟨634⟩	59°	37°	63°
R	{124}⟨211⟩	57°	29°	63°
黄铜R	{236}⟨385⟩	79°	31°	33°
	{025}⟨100⟩	0°	22°	0°
	{111}⟨112⟩	90°	55°	45°
	{111}⟨110⟩	0°	55°	45°

在很多金属材料的加工和处理过程中，其取向分布主要在取向空间的一些取向线附近变化，因此需要分析取向空间内一些特定取向线上取向分布函数值的变化过程，即作较为简化而精练的取向线分析。例如图1-9(a)展示了面心立方金属多晶体冷轧变形时晶粒取向汇集的目标线，即α和β取向线。α线上的重要取向有G(戈斯)取向{011}⟨100⟩和B(黄铜型)取向{011}⟨211⟩等。β线上的重要取向有S取向{123}⟨634⟩、C(铜型)取向{112}⟨111⟩及B取向{011}⟨211⟩[图1-9(a)]等。可见分析β线上取向密度的变化可以大体了解到冷轧变形时晶粒取向的变化过程。多数常用取向线在取向空间中的位置是固定的，但这里的β取向线却不十分固定，所以分析β取向线时还要附带给出β线相应φ_1和Φ的准确值，即φ_2确定时取向密度的峰值位置。图1-9(b)给出了工业纯铝板冷轧过程中β线上取向密度的变化情况，图1-9(c)给出了β线位置的变化情况。由此可以追踪铝板冷轧变形的晶体学过程。针对各种金属不同的物理冶金过程，一般均可找出适当的取向线，用以分析相应多晶体取向分布的变化规律。在很多情况下，一取向线上所有取向会具备某种共同的特征。如由各取向的某$\{h\ k\ l\}$面平行于样品坐标系的一特定平面，因而构成$\{h\ k\ l\}$面织构，或各取向的某$\langle u\ v\ w\rangle$方向平行于样品坐标系的一特定方向，称为$\langle u\ v\ w\rangle$丝织构。这两类织构可统称为纤维织构(fiber

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

texture)。

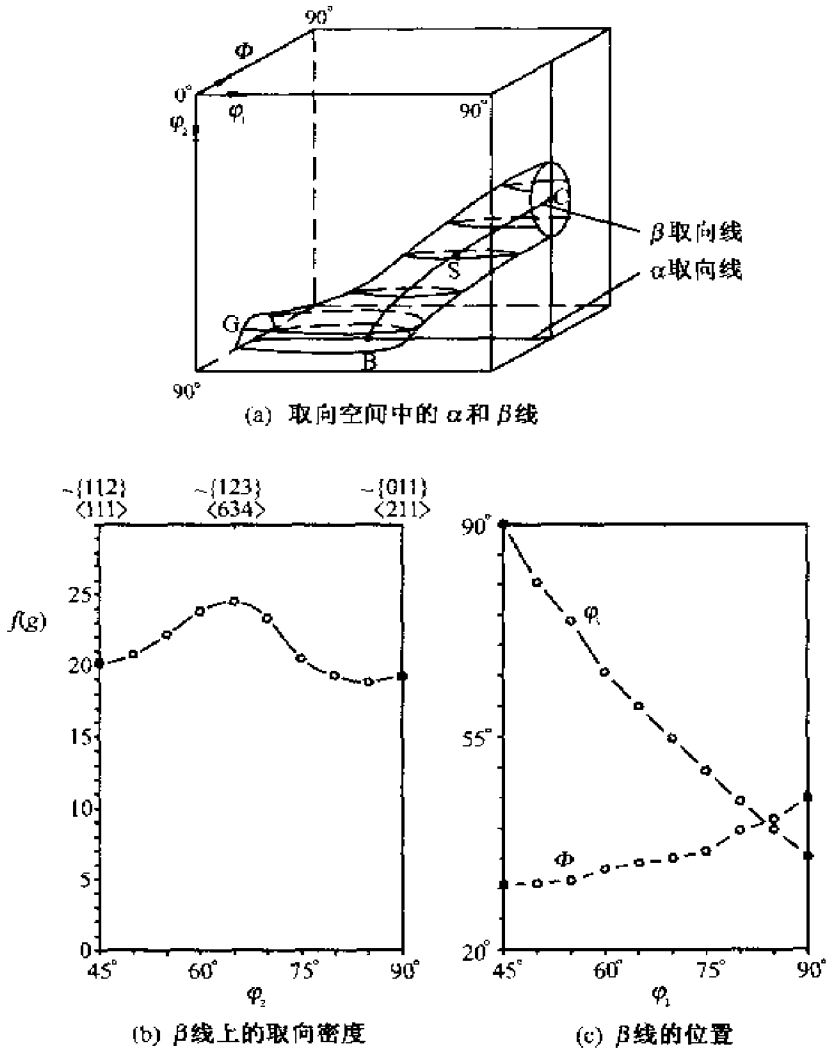
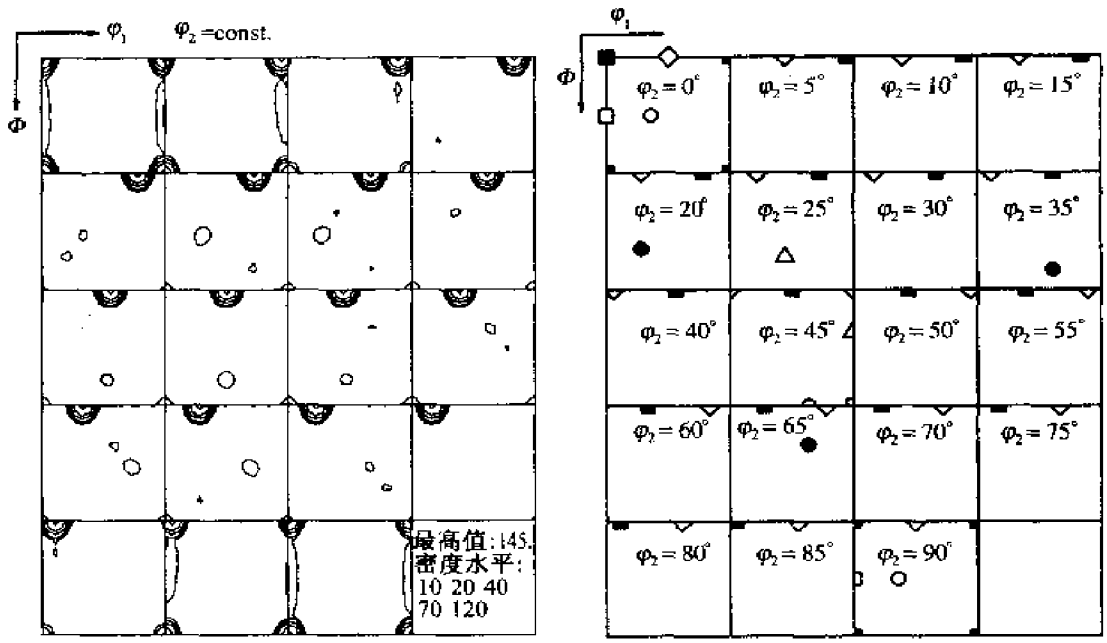


图 1-9　工业纯铝板冷轧过程中的晶粒取向分布的变化

为了便于全面分析和了解多晶体取向分布的情况，人们常常把取向分布函数值绘在平面图上。绘制方法是垂直于取向空间的某一欧拉角坐标轴方向，从取向空间中截取若干个等间距的取向面(例如间隔 5°)，然后在各取向面上绘出取向分布函数(即取向密度)的等密度线，这样就获得了取向分布函数的图像表达。图 1-10(a)给出了 95%冷轧高纯铝板退火后经测算而得到的取向分布函数垂直于 φ_2 方向的一系列截面图。图 1-10(b)还把表 1-1 所列的部分取向绘入取向空间相应的位置上。由此可见退火后铝板内主要有立方织构和少许 R 织构。



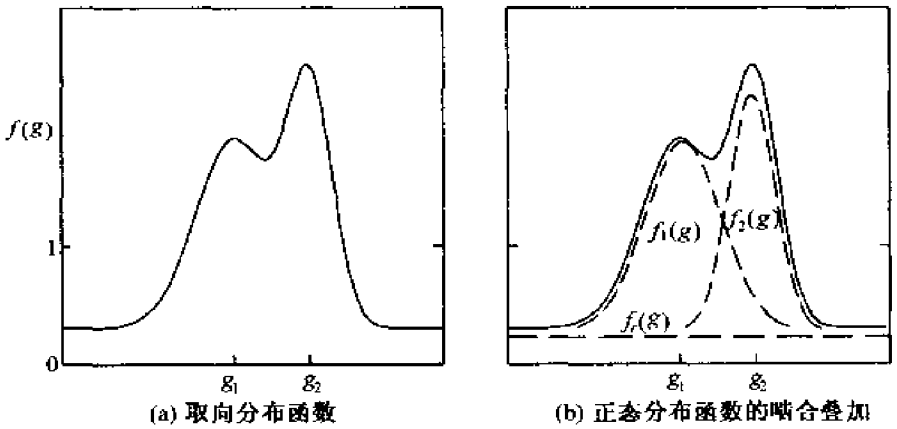
(a) 高纯铝再结晶织构（最高值:145）　　(b) 重要的取向位置

图 1-10　取向分布函数分析

■{001}⟨100⟩，□{011}⟨100⟩，●{124}⟨211⟩，
○{011}⟨211⟩，◇{001}⟨110⟩，△{111}⟨211⟩

四、织构组分分析

在一些金属材料的研究工作中有时需要对其织构作出定量的分析。织构定量分析不仅是指明确地判定出金属材料内织构的种类，而且要确定各织构组分的相对体积量。如图 1-11(a)所示，某多晶材料内在取向 g_1 和取向 g_2 附近有取向聚集现象。可以看出晶体取向于 g_1 和 g_2 附近的聚集量和聚集状态均有所不同。通



(a) 取向分布函数　　(b) 正态分布函数的啮合叠加

图 1-11　织构组分的正态分布啮合计算

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

常，多晶体取向倾向于散布在某一状态下的稳定取向附近，且在取向空间内这一散布基本上服从三维正态分布规律。由此可把图 1-11(a)所示晶体取向在 g_1 和 g_2 处的聚集看成在 g_1 和 g_2 处各有一个正态分布的取向分布函数 $f_1(g)$和 $f_2(g)$[图 1-11(b)]。这样可以认为取向分布函数 $f(g)$是由三个组分叠加而成，即把取向分布函数 $f(g)$分解成若干正态分布部分和一个随机分布部分。$f_r(g)$是除了在 g_1 和 g_2 附近聚集的取向分布之外的随机取向分布密度。叠加后的取向分布函数 $f(g)$形式为[7]

$$f(g) = f_r(g) + \sum_{j=1}^{n} f_j(g) \tag{1-23}$$

这里有 $n=2$。对某一正态分布的织构组分，可以推导出其体积含量 V_j 为

$$V_j = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} Z_j S_{oj} \psi_j \left[1 - \exp\left(-\frac{\psi_j^2}{4}\right)\right] \tag{1-24}$$

式中，j 表示第 j 个织构组分；Z_j 为多重性因子；S_{oj}为正态分布织构组分中心的取向密度值；ψ_j 为取向密度由中心的 S_{oj}降至 S_{oj}/e 时偏离中心的角度。通过图 1-11(b)所示的啮合计算可以求得各织构分量的体积量 V_j 和散布宽度 ψ_j。表 1-2 是工业纯铝板在冷轧过程中用上述方法获得的各织构组分的定量变化情况[8]。由表 1-2 可以看到，随变形量的增加各主要冷轧织构组分均不断增长，而且随机量逐渐降低。{011}〈100〉组分是一个过渡组分，其体积量首先增加而后又逐渐降低。同时各冷轧织构组分的散布宽度 ψ_j 却在减少，表明在冷轧变形过程中织构在不断地向锋锐化转变。

表 1-2　工业纯铝板在冷轧过程中的织构组分定量分析

冷轧变形量		{011}〈u11〉		{123}〈634〉		{225}〈554〉		{011}〈100〉		随机量
压下量	真应变	V_1	ψ_1	V_2	ψ_2	V_3	ψ_3	V_4	ψ_4	V_r
0%	0.0	—	—	—	—	—	—	4.2%	11.7°	57.0%
30%	0.4	14.5%	10.3°	11.6%	10.0°	4.5%	12.8°	10.4%	10.6°	30.4%
50%	0.7	17.2%	10.2°	15.1%	9.5°	26.7%	9.7°	10.9%	10.4°	9.9%
70%	1.2	25.1%	10.0°	26.9%	9.2°	27.6%	9.6°	10.6%	9.7°	2.8%
90%	2.1	26.5%	8.2°	34.6%	7.7°	27.8%	8.3°	5.1%	8.8°	0.3%
95%	3.0	29.3%	8.0°	36.8%	7.3°	27.8%	7.8°	2.2%	7.4°	0.0%
98%	3.9	31.6%	7.6°	38.0%	7.0°	32.8%	7.7°	0.5%	6.7°	0.0%

§1-4　中子衍射织构分析

随着核反应堆的建立(1954 年)和中子衍射技术的出现(1953 年)，人们越来越多地利用中子衍射来研究晶体织构[9-11]。

一、衍射用中子波

由反应堆中产生的热中子波的波长 λ 与其速度 v 密切相关，且有关系式

$$\lambda = \frac{h}{mv} \tag{1-25}$$

式中，h 为普朗克常数；m 为中子的质量。通常反应堆中发射出来的热中子束为波长连续的辐射。图 1-12 给出了其连续谱线。可见与 X 射线连续谱线相比，它没有特征谱线。用单色器可将中子束单色化，即将中子束照射到单色器的单晶体上，把满足布拉格方程并反射出来的单色中子束作为衍射光源。选取单色器时应注意使波长为 λ 的单色波尽可能强，同时使波长为 $\lambda/2$ 且也能通过单色器的二级波尽可能弱(一般<1%)，以降低杂散信息。例如选 $\lambda = 0.12$ nm 的单色器，其二级波就很弱，同时这一波长也适合于多数晶体织构分析。

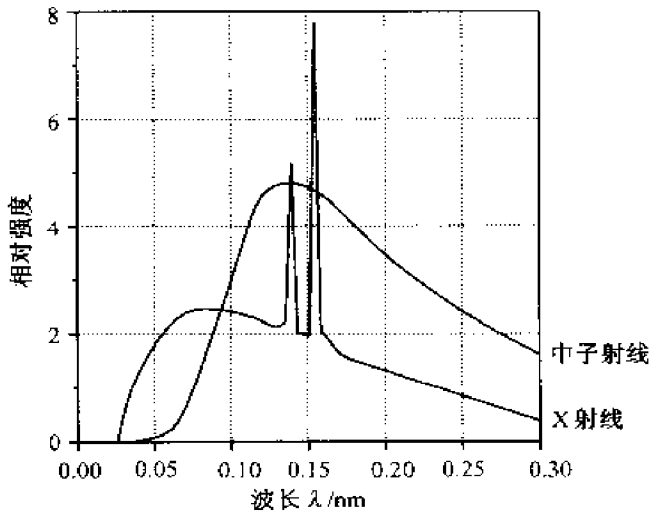


图 1-12　热中子和 X 射线谱

二、原子对中子的散射与吸收

中子束照射到金属晶体上之后，主要与原子核作用，并被原子核散射。由于与电子分布范围相比原子核非常小，所以随分布角 θ 的上升，原子对中子束的散射并不明显下降(图 1-13)。这样有利于获取准确的高 θ 角的衍射峰值。

另一方面，中子与原子核直接作用，进而原子对中子束的散射因子与原子序数(即原子核外电子数)没有规律性的关系(图 1-14)，所以低原子序数的原子也可能获得高的散射强度。除了 H，O 等元素外，原子对中子的吸收比对电子的吸收系数要低得多(图 1-15)，因而也有利于获得较强的衍射信息。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

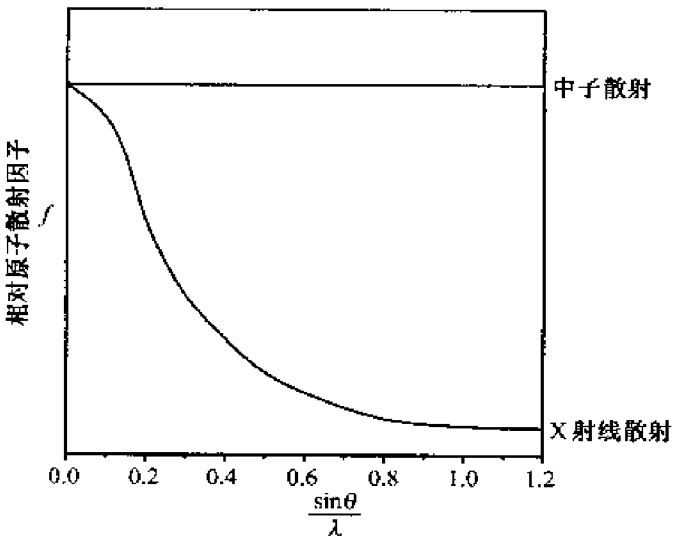


图 1-13　X 射线和中子射线散射因子与$\frac{\sin\theta}{\lambda}$的关系

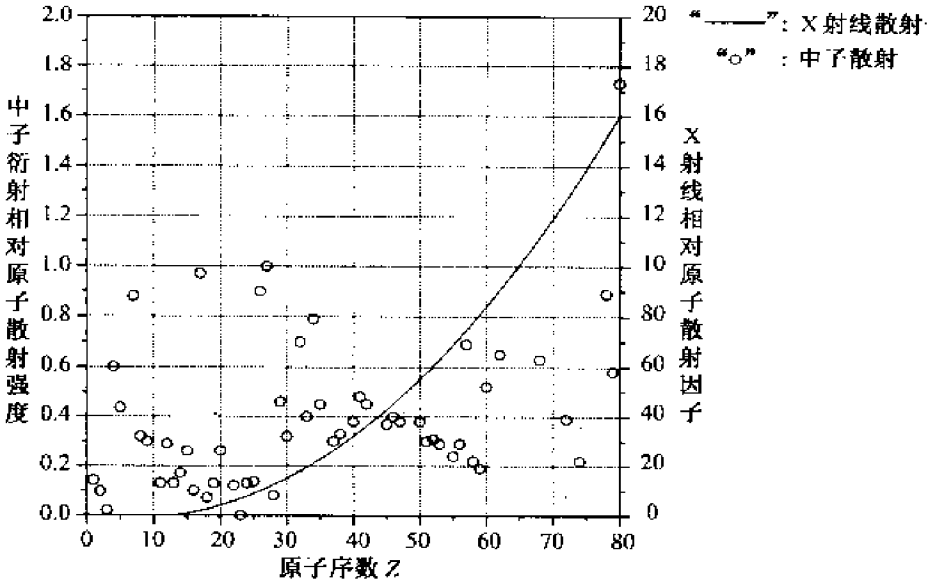


图 1-14　X 射线和中子射线的散射强度与原子序数的相对关系

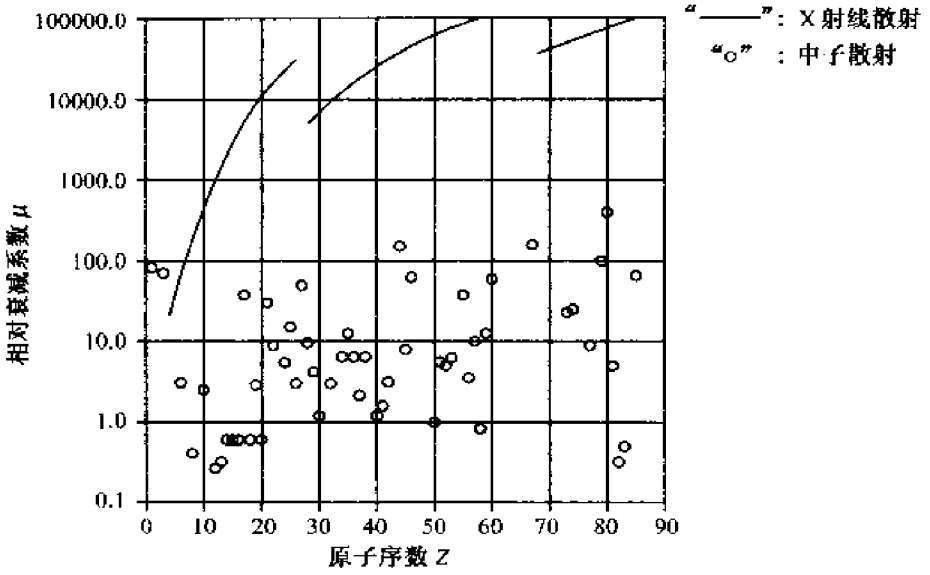


图 1-15　原子衰减系数与原子序数的相对关系

三、中子衍射试样

通常物质对 X 射线或中子射线的衰减均可表示为

$$I = I_0 e^{-\mu d} \tag{1-26}$$

式中，μ 为衰减系数。该式表明，当入射强度为 I_0 时在该物质试样深度 d 处入射线方向上的射线强度为 I。一般把物质的透射深度 d_0 定义为

$$\mu d_0 = 1 \tag{1-27}$$

代入式(1-26)可知物质 d_0 处的射线强度为 $I_0 e^{-1}$。采用 $\lambda = 0.154$ nm 的 X 射线(Cu 靶)时 Al、Fe 和 Cu 三种金属相应的 d_0 值分别为 76μm、4μm 和 22μm。若采用 $\lambda = 0.18$ nm 的中子射线，则对 Al、Fe 和 Cu 相应的 d_0 值分别为 58cm、3.9cm 和 2.4cm。由此可见，中子束比 X 射线束的 d_0 值高一千倍以上，更适合于作大块试样的透射分析。

由式(1-26)可推导出

$$\frac{\Delta I}{I} = -\frac{\Delta d}{d}\mu d \tag{1-28}$$

式(1-28)表示了在透射分析时，试样厚度的改变对相对透射强度的影响。可以直接看出，同样的 Δd 值，μ 值越大，对 $\Delta I/I$ 的影响也越大。一般总希望试样各部位的透射强度差 $\Delta I/I$ 小于 10%。用 $\lambda = 0.154$ nm 的 X 射线照射 20μm 厚的铜试样时，有 $\mu d \approx 1$。为使 $\Delta I/I$ 不大于 10%，应保证试样各处厚度差不大于 2μm。若用 $\lambda = 0.18$nm 的中子照射 5mm 厚的铜试样，则有 $\mu d \approx 0.2$。这样试样

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

厚度偏差到2.5mm，即达总厚度的50%，仍可使 $\Delta I/I$ 不大于10%。图1-16显示出了上述二者的差别。可见在中子衍射中只需对衍射线作很弱的吸收校正。因此中子衍射对试样的平整度要求很松，且同时可得到精度较高的实测数据。

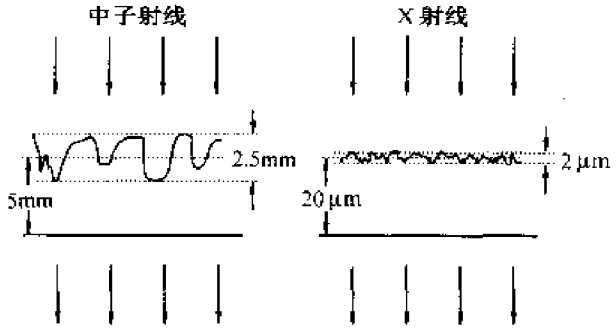


图1-16 同样透射强度差时中子与X射线允许的相对厚度差别

§1-5 织构测量新技术

X射线衍射是应用最为广泛的传统织构测量技术。当人们发明了自动化程度很高的测角器后[12]，极图的测量速度得以大大提高，并为织构研究提供了很大的方便。与X射线相比较，中子射线具有穿透能力强、测量深度高、对试样要求宽松等特点，因此中子衍射也在一定范围内被应用到织构测量上[13]。X射线与中子射线测量极图时均采用图1-5所示的测角器技术，即测角器在不断变更 θ、2θ、α 和 β 角的条件下完成多个极图的测量工作。获得一张极图的信息通常要采集数百、上千个数据。随着织构测量技术在工业生产上的应用，以及织构研究向更深层次、更微观领域的发展，新的织构测量技术不断被开发出来并迅速得到推广使用。

一、能谱探测器与位敏探测器

一般的X射线计数器在固定的位置上只能记录到一个单色衍射数据。根据布拉格方程，入射线波长 λ、发生衍射的晶面间距 d 与衍射角 θ 之间的关系为

$$\lambda = 2d\sin\theta \tag{2-29}$$

而X射线的能量 E 可以表示成

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} = \frac{h \cdot c}{2\sin\theta} \frac{1}{d_{hkl}} \tag{2-30}$$

式中，h 为普朗克常量，c 为光速。由此可见，当入射线波长连续改变时，在固定的 θ 角处可以获得若干面间距为不同 d_{hkl} 值的衍射线。如果把图1-5所示的普通X射线计数器换成能谱探测器，把单色X射线换成连续X射线，则可以在固定位置

上记录到能量和强度不同的连续 X 射线谱。即同时记录到不同{$h\ k\ l$}指数的多个衍射强度数据。这种探测器记录了较多的衍射信息，为相应工业生产的在线检测提供了方便[14]。

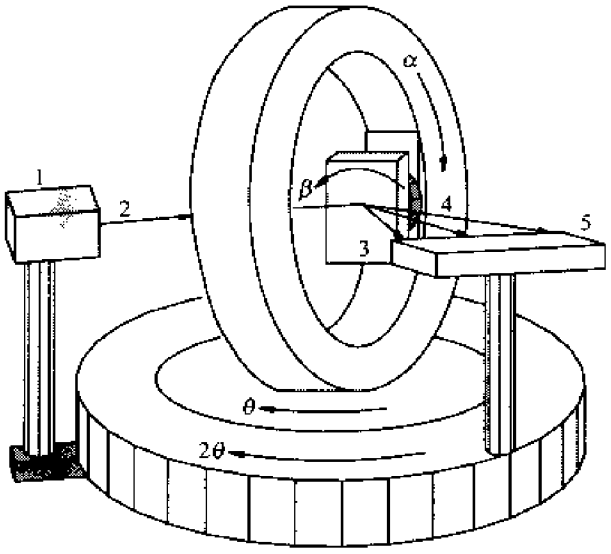


图 1-17　X 射线衍射仪中利用位敏探测器记录极图数据
1—X 射线源；2—入射 X 线；3—试样；4—衍射 X 线；5—位敏探测器

另一种增加衍射数据记录量的方法是扩展计数器的记录空间，因而产生了位敏探测器技术。如图 1-17 所示，把衍射仪上的普通计数器换成位敏探测器。位敏探测器可以在一定的 $\Delta 2\theta$ 范围内记录衍射强度[15]，记录范围内的分辨率可达 0.01°。这时探测器记录到的是单色 X 射线衍射所产生的一定 2θ 范围的衍射谱，因而不仅可以同时记录到多种{$h\ k\ l$}晶面的衍射强度，而且还可以记录到沿 2θ 方向的整个衍射峰及其积分强度。与普通计数器的单点强度相比，记录积分强度可使测量精度明显提高。对于许多低对称性、高点阵常数或多相的材料，常会发生因不同衍射峰中心位置接近而造成的衍射峰重叠现象。由于位敏探测器可以记录整个衍射峰，因此可以借助一定的分离方法把重叠的衍射强度分离开[15]，从而记录到普通单点计数器所不能记录到的衍射值，扩大了极图测量的适用范围。

二、面探测器分析技术

位敏探测器是将普通计数器的记录空间在一维空间上扩展。为了进一步扩大记录范围和记录量，人们还设计了在二维空间上扩展记录范围的记录设备，即面探测器。图 1-18 给出了面探测器的工作示意图。在面探测器的记录平面上安装了上百万的 X 射线强度记录单元，可以分辨 0.01°角偏差的强度变化，且可瞬时获得非常丰富的衍射数据。面探测器的这种特点使得相应的测试精度，尤其是测试

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

速度大大地提高。

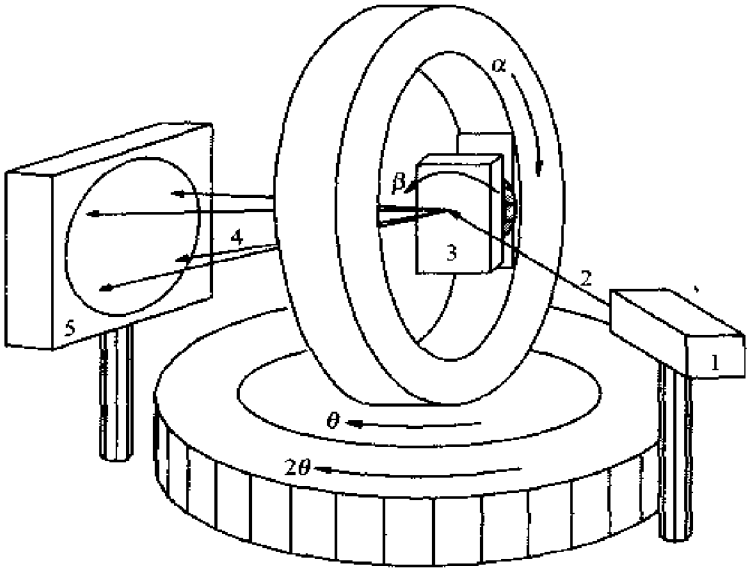


图 1-18　X 射线面探测器示意图

1—X 射线源；2—入射 X 线；3—试样；4—衍射 X 线；5—面探测器

依照布拉格方程当一束单色 X 射线照射到多晶试样后会在一系列的衍射圆锥方向上产生 X 线衍射花样〔图1-19(a)〕。对被检测试样作 α 或 β 转动〔图 1-19(a)〕，即调整面探测器的不同记录方位可以得到不同的衍射线条分布及沿衍射线条上的强度变化〔图 1-19(b)〕。参照极图投影原理[3]，面探测器上检测到的某 $\{HKL\}$ 面的一段衍射线表示了其法线 $N_{(HKL)}$ 在空间相应大圆方向范围内该 $\{HKL\}$ 面的分布强度〔图 1-19(c)〕。根据极射赤面投影的原理，可以在相应赤道平面上获得一段弧线的极密度分布〔图 1-19(d)、(e)〕。参照图 1-19(a)、(e)可以看出，在检测过程中作适当 β 转动即可在极图平面内测量出二维极密度分布，作少量 α 转动即可以覆盖整个二维极图。还应该注意到，面探测器可以在一次检测中同时获得多个不同 $\{HKL\}$ 面指数的衍射信息，即可以同时测量多个极图〔图 1-19(b)〕。因此，面探测器是快速、大量获取织构信息的重要技术手段。

图 1-20 给出了冷轧退火钢板的实测面探测衍射线条〔图 1-20(a)〕，以及根据面探测衍射线条数据绘制的 $\{110\}$ 极图〔图 1-20(b)〕。利用这种极图数据同样可以计算取向分布函数，并作出相应的织构定量分析。

使用一般普通的极图测量设备(图 1-5)时可以通过减小 α 与 β 角的测量步长来提高测量精度。但这会明显增加测量时间。面探测器极高的测量精度和极快的测量速度可以克服普通衍射仪的这一缺点[15]。二维的衍射记录方式也使连续测量粗晶多晶体内单个晶粒的取向成为可能。面探测器记录精度高、测量速度快的

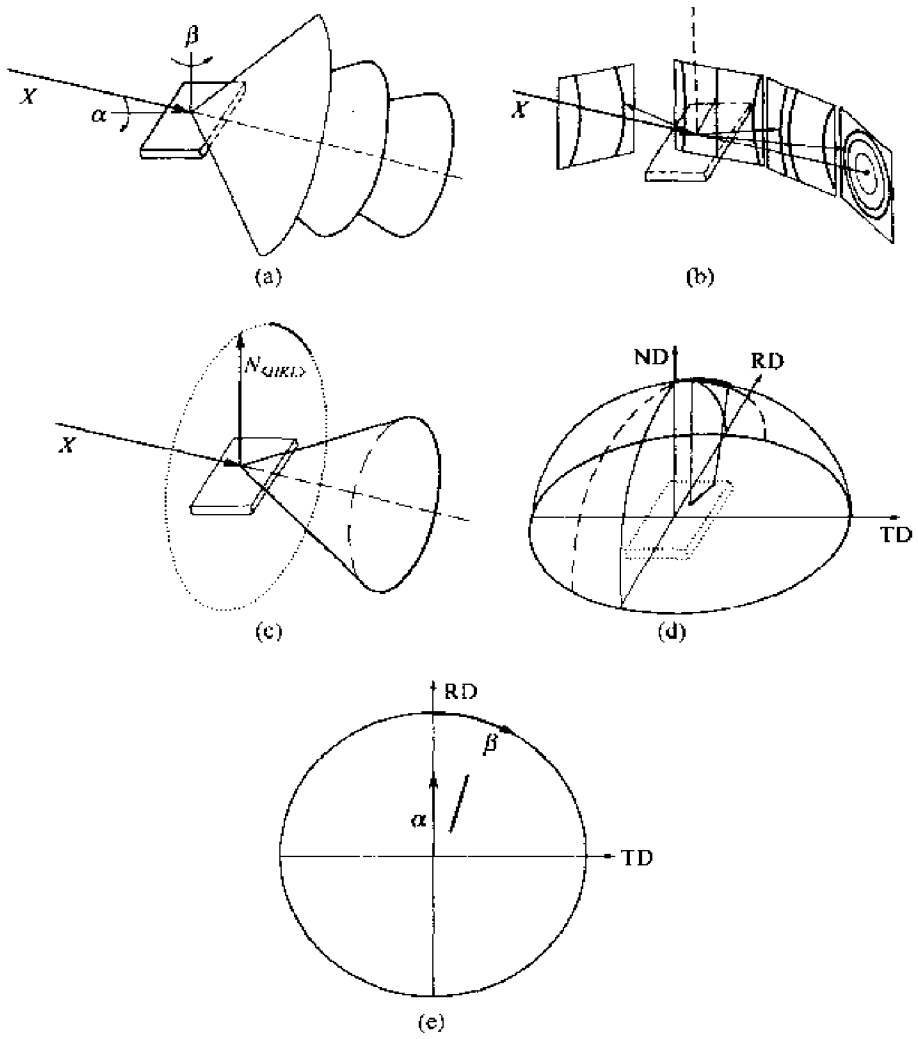


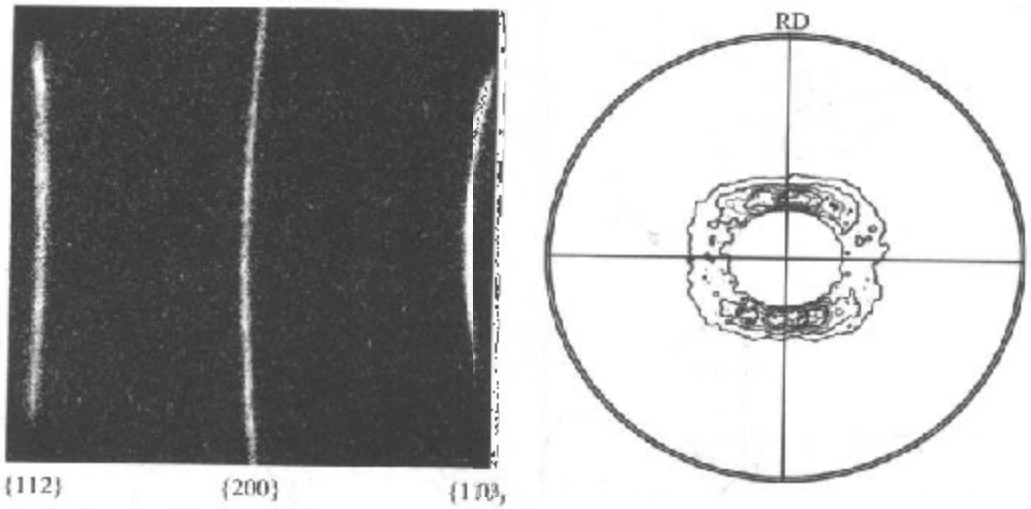
图 1-19　X 射线面探测器记录极图用衍射数据原理

特点使之得到了越来越广泛的应用。

三、微区织构和背散射电子取向分析技术

通常所说的晶体学织构是从统计的角度出发观察多晶体取向分布状况，因而是从宏观的角度分析问题。宏观织构往往不能直接揭示或说明多晶材料的微观细致过程。在微观范围，人们可以用透射电镜观察多晶材料亚结构，并用电子衍射确定相应结构的取向。但透射电镜下所能观察的范围通常过于细小，观察的结果一般不具备宏观统计意义。大量的统计性透射电镜观察不仅使研究工作复杂化，而且也会明显提高研究成本，延误研究工作的进展。另一方面，在透射电镜试样的加工过程中很难避免一定程度地改变多晶材料的原始缺陷结构及组织结构状

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载



(a) 实测面探测线条　　(b) 利用面探测器技术获取的{110}极图（密度水平：2，4，6，8，10，12)

图 1-20　利用面探测器技术测量冷轧退火钢板织构

态，因此透射电镜分析结果有时也会夹带一些失真信息。

为了解决宏观统计性分析与微观局域性分析之间的矛盾，人们在扫描电子分析技术的基础上开发出了背散射电子衍射分析技术（Electron Back Scattering Diffraction)，简称 EBSD，或称为 EBSP(Electron Back Scattering Patterns)技术。这种技术可以在观测微观组织结构的同时快速、统计性地获取多晶体各晶粒的取向信息[16]，并计算扫描电镜所观察微区组织的织构。与 X 射线衍射宏观织构(Macrotexture)分析相比，EBSD 系统能够揭示局部区域的微观取向分布(Microtexture)以及晶界或相界的取向差分布(Mesotexture)[17]。

扫描电子 EBSD 分析技术是在 Kossel 线分析晶体局部区域的取向[18]和电子通道花样确定晶粒取向[19]基础上发展出来的一种新型而实用的微区取向分析技术。早在 1937 年 Boersch 就观察到背散射电子衍射图形(EBSP)[20]。自上世纪 80 年代后期英国 Dingley 等利用 EBSD 技术分析单个晶粒取向以来[21,22]，经 10 余年的发展，该技术已较为成熟。

图 1-21 显示了利用扫描电镜系统实施 EBSD 分析的原理。样品室内的试样经大角度倾转后(一般倾转 65°～70°)可获取足够强的背散射电子衍射信号。在电子束轰击下试样表面发生衍射，产生伪菊池线并投影到扫描电镜内的记录屏幕上。这种伪菊池图像可以被衍射摄像系统接收，经图像处理器放大信号并扣除背底后以菊池图像的形式传输到计算机中。经相应变换后[23]，计算机可以自动确定菊池线的位置、宽度、强度、夹角等，并与对应的晶体学理论值比较，最终标出各晶面和晶带轴的指数。由此可以进一步算出所测晶粒相对于试样坐标系的取向。这

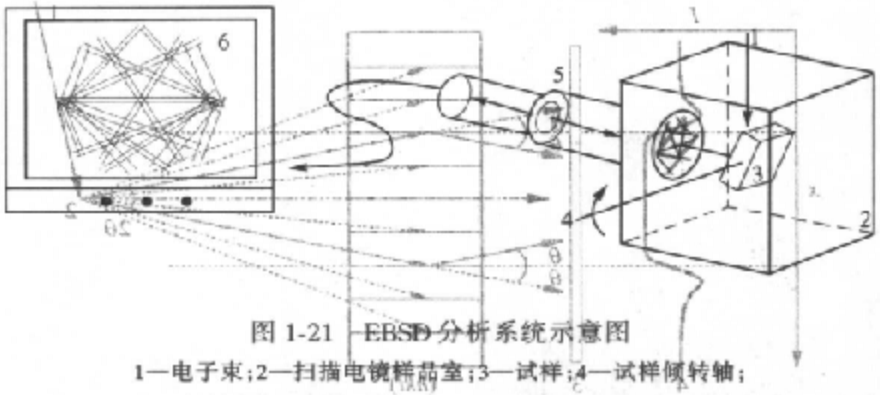


图 1-21 EBSD 分析系统示意图

1—电子束;2—扫描电镜样品室;3—试样;4—试样倾转轴;
5—衍射成像及摄像系统;6—EBSD 采集及分析用计算机

里测定取向的基本原理是利用扫描电镜的背散射电子衍射获取菊池线，进而识别并标定晶体的取向。

图 1-22 示意性地给出了 EBSD 菊池线产生原理。图中左侧的横坐标表示记录到的电子散射强度分布 I，纵坐标表示某一维方向上的记录位置坐标 x。设想电子束 1 在试样中受到非弹性散射而改变传播方向。如果非弹性散射源的部分散射线相对于某一组互相平行的 $(h\ k\ l)$ 晶面按照布拉格定律[式(1-15)]所限定的模式发生相干散射，则相应 $(h\ k\ l)$ 晶面就会使该部分散射线改变散射方向。一方面原散射方向上的散射强度明显降低，另一方面会在如图 1-22 所示的特定区域上产生较高的散射强度，即形成明暗相间的菊池线[24]。相关的衍射角 θ 通常都非常小，且相干散射只在由 θ 角所确定的范围内发生(图 1-22)。可以看出，晶体对扫描电镜背散射电子造成的相干散射使相应的菊池线由一条强度高于背底的亮带组成[25]。用扫描电镜中的探测装置接收菊池线组，并利用相应的计算分析技术[26]即可迅速获得出相应微观结构的取向信息。图 1-23 给出了一实际记录到的退火纯铝的 EBSD 图像及其指数标定[27]。

试样制备是 EBSD 分析的关键之一。通常要求试样表面尽可能平坦，不宜浸蚀过重，试样表面应力尽可能低，因此尽可能采用电解抛光，试样制备好后应即行分析。

原则上，获知 EBSD 图像上三条不平行菊池线的夹角或菊池轴(即晶带轴)间的间距，以及衍射图的中心到衍射源(试样表面)的距离，便可确定晶带轴的指数，并根据菊池线相对于试样坐标系的方向算出晶粒的取向。根据菊池线形成原理及相关的计算软件可以对 EBSD 图像作自动标定[23,28,29]。其中 Hough 变换法可以在更短时间内有效地确定较弱菊池线所反映的晶体取向[23]。

移动入射电子束或样品台可以测量试样不同部位的晶粒取向。以点-点扫描的形式移动电子束或样品台则可以测量扫描电镜视场内所有部位的取向。电子背散射的分辨率一般可达 0.2μm。利用面扫描检测可进行取向成像，即可同时揭示

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

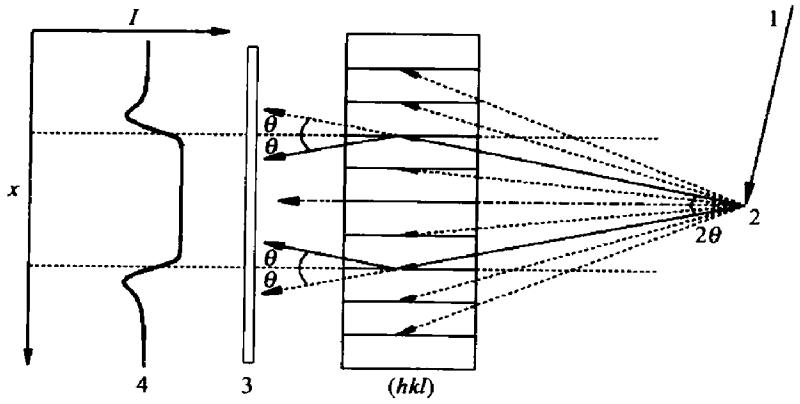


图 1-22　扫描电解镜菊池线产生原理

1—入射电子束;2—非弹性散射源;3—散射线记录装置;4—菊池线强度分布特征

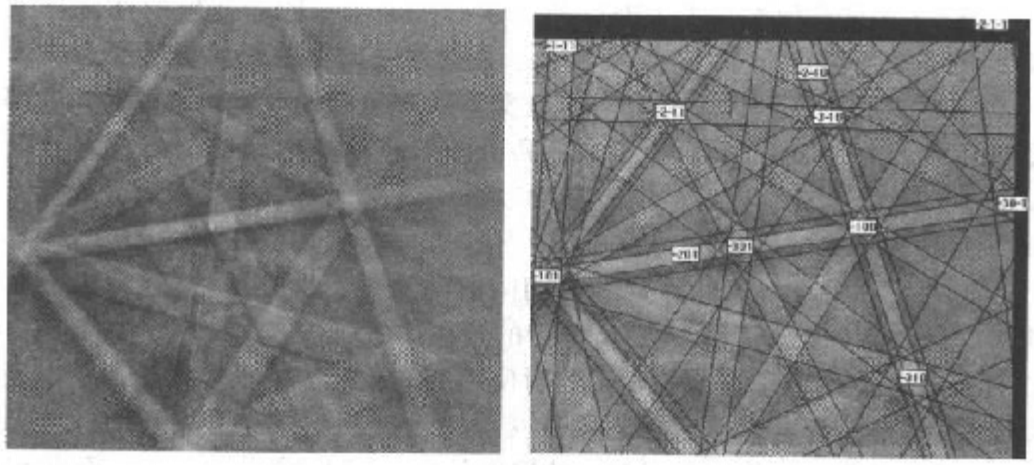
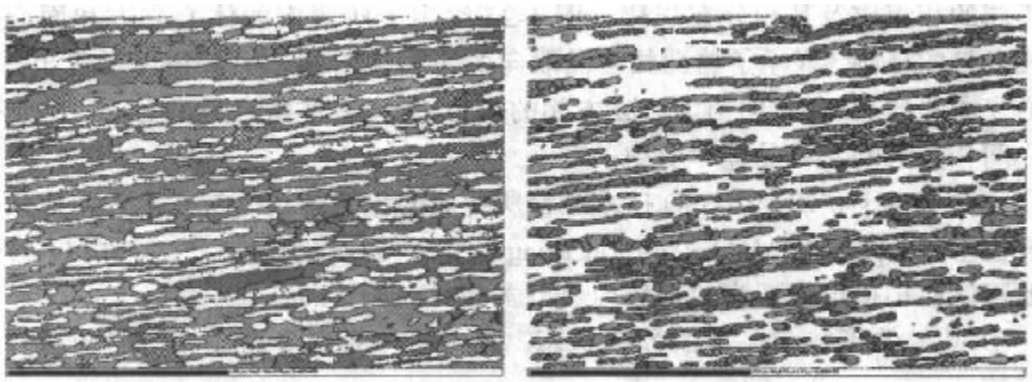


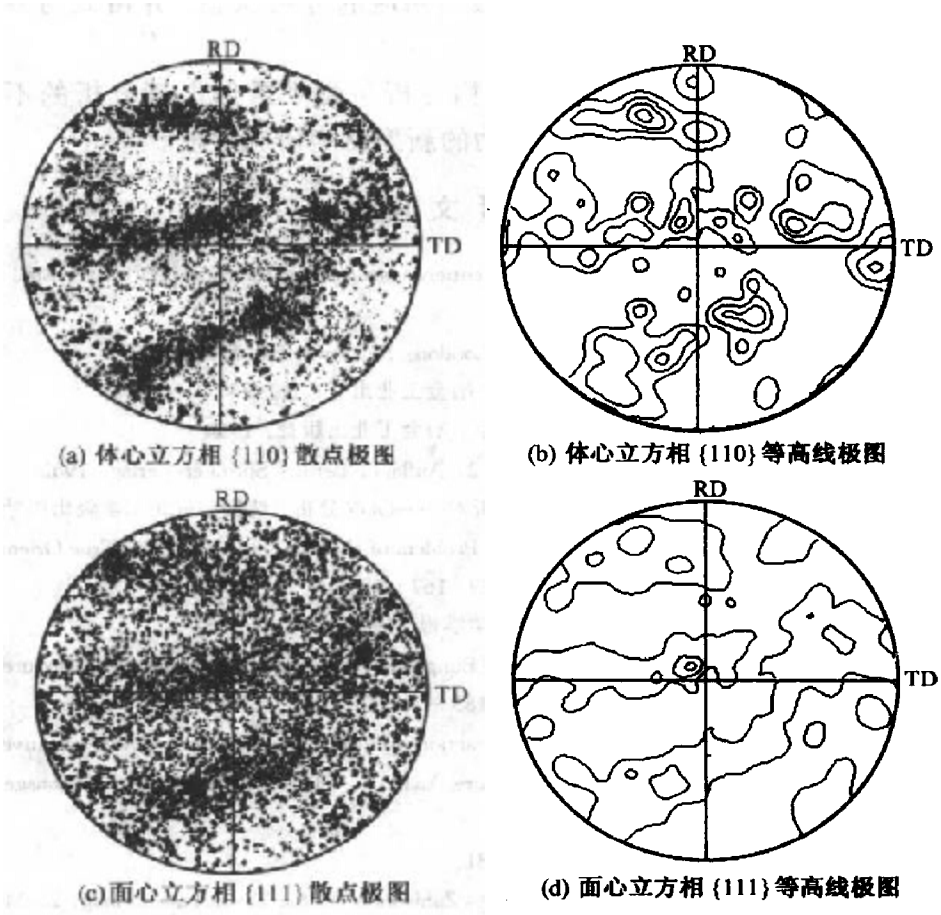
图 1-23　退火纯铝板的实测 EBSD 图像

形貌及取向、取向差等信息的图形。还可绘出取向图像(Orientation Mapping)，即将取向与位置联系在一起。当电子束在同一晶粒内移动时，得到的取向信息基本上是不变的。反之，当电子束移动时取向发生了明显的变化，则说明电子束越过了晶界而达到了另一个晶粒。在计算分析系统内适当的植入不同晶体材料的结构参数，则这种二维扫描检测还可以在扫描中分辨出结构的突变，即相界；同时分辨出相界两侧各相的相结构和取向。计算机技术的飞速发展，大大提高了单个取向的获取速度。目前利用先进自动图像识别技术仅用 0.1 秒就可以确定一个晶粒取向。经进一步的处理，还可计算出与不同织构组元对应的平均尺寸晶粒及分布。图 1-24 给出了应用 EBSD 分析技术对体心立方和面心立方双相铁基合金的检测实例。可以看出，利用 EBSD 技术可以根据不同菊池线衍射规律清楚地分辨



(a) 体心立方相　　(b) 面心立方相

图 1-24　用 EBSD 技术测定同一视场的体心立方和面心立方双相铁基合金的相组织分布



(a) 体心立方相 {110} 散点极图　　(b) 体心立方相 {110} 等高线极图

(c) 面心立方相 {111} 散点极图　　(d) 面心立方相 {111} 等高线极图

图 1-25　用 EBSD 技术测定的体心立方和面心立方双相铁基合金的极图

（极密度线水平：1，2，3，4）

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

出不同的相组成及其相分布规律。图 1-25 给出了所测定的体心立方和面心立方双相各自的极图，显示了这两相多晶取向的非随机分布。另外还可以看出，其中体心立方相的〈110〉方向与面心立方相的〈111〉方向有非常一致的分布，暗示着两相之间相变时的某种晶体学取向关系。

将扫描电子技术与 EBSD 技术结合所形成的组织结构分析技术称为取向显微分析技术，或称为 OIM(Orientation Imaging Microscopy)技术[30]。利用 OIM 技术主要可以在扫描电镜观察的视场内获取多晶材料如下的信息：

① 晶粒的形状和晶界的分布状态，并因此计算出多晶体相应的一系列拓扑学参数。

② 多晶体各个晶粒的取向，并根据各晶粒的取向和截面积计算出取向分布函数。

③ 计算出相邻晶粒的取向关系、取向差及相应的分布状态。

④ 计算出所有界面的重合点阵参数和相应的分布状态，并由此对界面性质作出单个的或统计性的分析。

由此可见，OIM 技术补偿了宏观织构分析与微观透射电镜分析的不足和缺憾，具有极强的分析功能，是一种强有力的新型材料研究手段。

参 考 文 献

[1] Pospiech J. Die Parameter der Drehung und die Orientierungsverteilungsfunktion (OVF). Kristall und Technik, 1972, 7(9): 1057～1072

[2] Bunge H J. Texture Analysis in Material Science. London: Butterworths, 1982

[3] 毛卫民，张新民. 晶体材料织构定量分析. 北京：冶金工业出版社，1993

[4] 毛卫民，赵新兵. 金属的再结晶与晶粒长大. 北京：冶金工业出版社，1994

[5] Wassermann G. Texturen metallischer Werkstoffe. 2. Auflage. Berlin: Springer-Verlag, 1962

[6] 梁志德，徐家桢，王福. 织构材料的三维取向分析术——ODF 分析. 沈阳：东北工学院出版社，1986

[7] Lücke K, Pospiech J, Virnich K H, Jura J. On the Problem of the Reproduction of the True Orientation Distribution from Pole Figures. Acta. Metall, 1981, 29: 167～185

[8] 毛卫民. 铝板轧制织构的定量研究. 北京科技大学学报，1990, 12: 32～36

[9] Welch P I. Neutron diffraction texture analysis. In: Bunge H J. Experimental Techniques of Texture Analysis. Oberursel: DGM-Informations-gesellschaft, 1980. 183～207

[10] Bunge H J, Wenk H R, Pannetier J. Neutron diffraction texture analysis using a position sensitive detector. In: Bunge H J. Exerimental Techniques of Texture Analysis. Oberursel: DGM-Informationsgesellshcaft, 1980. 209～216

[11] 周公度. 晶体结构测定. 北京：科学出版社，1981

[12] Bunk W, Lücke K, Mesing G. Zur Anwendung des Zählrohres für die Texturbestimmung. Z. Metallkde., 1954, 45(5): 269～275

[13] Wells M A, Hernandez-Morales B, Root J H, Hawbolt E B. Neutron diffraction in the materials science toolbox. Physica B, 1997, 241～243: 1274～1276

[14] Kopineck H J. On-line Texture measurement in a Production Line. In: Bunge H J. Experimental Techniques

of Texture Analysis. Oberursel: DGM-Informations-gesellschaft, 1980. 171～180

[15] Bunge H J. Advanced Experimental Techniques for Texture Analysis in Complex Materials. In: Liang Z, et al. Proc. 11th inter. conf. Textures of Materials. Beijing: Inter. Academics Publisher, 1996. 3～12

[16] Wright S I, Adams B L. Automated Lattice Orientation Determination from Electron Backscatter Kikuchi Diffraction Patterns. Textures and Microstructures, 1991, **14～18**: 273～278

[17] Furley J, Randle V. Mesotexture in annealed nickel. *Materials Science and Technology*, 1991, 7(1): 12～19

[18] Van Essen C G, Schulson E M, Donaghay R H. Electron channelling patterns from small-10 microns-selected areas in the scanning electron microscope. Nature, 1970, **225**: 847～848

[19] Joy D C, Newbury D E, Davidson D L. Electron channeling patterns in the scanning electron microscope. J. Appl. Phys., 1982, **53**(8): R81～R122

[20] Engler O. Einzelorientierungsmessungen zur Untersuchung der Rekristallisation in Alunimium-Legierungen. Aachen: Shaker Verlag, 1998

[21] Dingley D J, Steeds J W. Chapter 14: Application of the Kossel X-ray back reflection technique in the scanning electron microscope. In: Holt D B, Muir M D, Grant P R, Boswarva I M. Quantitative Scanning Electron Microscopy. London: Academic Press, 1974. 487～516

[22] Dingley D J. Metallurgical applications of kossel diffraction in the scanning electron microscope. In: Scanning Electron Microscopy (Proceedings of the Annual Scanning Electron Microscope Symposium). Los Angeles: 1978(1). 869～886

[23] Adams B L, Dingley D J, Kunze K, Wright S I. Orientation imaging microscopy: new possibilities for microstructural investigations using automated BKD analysis. Materials Science Forum, 1994, **157～162**: 31～42

[24] 李树棠, 金属 X 射线衍射与电子显微分析技术, 北京: 冶金工业出版社, 1980

[25] Gottstein G, Engler O. Local texture measurement with the scanning electron microscope. Journal De Physique, 1993, 3(7): 2137～2142

[26] Jenson D J, Schmidt N H. Local Texture Measurements by EBSP. New Computer Procedures. Textures and Microstructures, 1991, **14～18**: 97～102

[27] 杨平, 孙祖庆, 毛卫民. 取向成像: 一种有效研究晶体材料组织、结构及取向的技术. 中国体视学与图像分析, 2001, 6(1): 50～54

[28] Wright S I, Adams B L, Kunze K. Application of a new automatic lattice orientation measurement technique to polycrystalline aluminum. Mat. Sci. & Eng. A, 1993, **160**: 229～240

[29] Burns J B, Hanson A R, Riseman E M. Extraxting straight lines. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 1986, **8**(4): 425～455

[30] Mason T A, Adams B L. The Application of Orientation Imaging Microscopy. J. Min. iMet. & Mater. Society, 1994, **46**(10): 43～45

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

第二章　织构的生成

§2-1　热加工织构

一、铸造织构

大多数晶态金属材料都需经过液态凝固结晶过程而最终制成可使用的材料。铸造即是把液态金属注入一定形状的铸模内并以某种方式实施冷却的工艺过程。金属学分析表明，结晶是液态金属中结晶核的生成和长大的过程。如果在过冷金属液体中结晶核随机均匀地生成并长大，则结晶后的组织应该没有织构，即多晶体晶粒取向呈随机分布的状态。

由于原子点阵排列的各向异性，金属结晶核的生长通常也是各向异性的。Walton 和 Chalmers 曾作过大量的系统研究[1]；结果表明，Fe-Si，β 黄铜，Na，Al，Cu，Ag，Au，Pb 等立方系金属快速生长的晶体学方向均是〈100〉方向。Cd，Zn 等密排六方金属快速生长的晶体学方向是〈210〉方向。四方 β-Sn 快速生长的晶体学方向是〈110〉方向。

在工业上采用的铸造工艺过程中，结晶体的热量总是从某些特定的方向上散失。热量的这种定向散失造成了结晶体内形成温度梯度场，从而促进了结晶核优先在低温区生成，并沿温度梯度矢量向高温区定向生长。温度场对结晶核生长的这种促进作用及结晶核生长时的各向异性导致了结晶核的选择生长，进而生成了特定的结晶组织，如许多金属铸锭中的柱状晶区。图 2-1 显示了金属结晶时选择生长的大致过程。结晶的初期阶段，在散热表面附近较为集中地生成了结晶核。在这些核的生长过程中只有快速生长方向与散热表面法向平行的结晶核可以迅速长大。快速生长方向处于其他方位上时很快会碰到近邻结晶晶粒，因而停止生长〔图 2-1(a)〕。结晶过程完成后最终形成了柱状晶区〔图 2-1(b)〕，柱状晶粒长轴的晶体学方向即是该晶粒快速生长方向。由大量这类柱状晶粒组成的铸造组织就会形成快速生长方向互相并行的铸造织构[2]。在许多立方晶系的方形或扁平形金属铸锭中，这种织构表现为{100}晶面平行于散热表面的纤维织构。

图 2-2 给出了纯铝(>99.99% Al)铸锭柱状晶组织。图 2-3 是该铸锭柱状晶区平行于表面方位上测得的织构。可以看出，柱状晶组织有很强的{100}面平行铸锭表面的纤维织构，在纯铝铸锭中经常可以观察到这种织构[3]。

另一方面，一些金属是依靠电解的方法生产出原始的坯锭，其中也会在电解锭生成某种织构[2]。

第二章　织构的生成

§2-1　热加工织构

一、铸造织构

大多数晶态金属材料都需经过液态凝固结晶过程而最终制成可使用的材料。铸造即是把液态金属注入一定形状的铸模内并以某种方式实施冷却的工艺过程。金属学分析表明，结晶是液态金属中结晶核的生成和长大的过程。如果在过冷金属液体中结晶核随机均匀地生成并长大，则结晶后的组织应该没有织构，即多晶体晶粒取向呈随机分布的状态。

由于原子点阵排列的各向异性，金属结晶核的生长通常也是各向异性的。Walton 和 Chalmers 曾作过大量的系统研究[1]；结果表明，Fe-Si，β 黄铜，Na，Al，Cu，Ag，Au，Pb 等立方系金属快速生长的晶体学方向均是〈100〉方向。Cd，Zn 等密排六方金属快速生长的晶体学方向是〈210〉方向。四方 β-Sn 快速生长的晶体学方向是〈110〉方向。

在工业上采用的铸造工艺过程中，结晶体的热量总是从某些特定的方向上散失。热量的这种定向散失造成了结晶体内形成温度梯度场，从而促进了结晶核优先在低温区生成，并沿温度梯度矢量向高温区定向生长。温度场对结晶核生长的这种促进作用及结晶核生长时的各向异性导致了结晶核的选择生长，进而生成了特定的结晶组织，如许多金属铸锭中的柱状晶区。图 2-1 显示了金属结晶时选择生长的大致过程。结晶的初期阶段，在散热表面附近较为集中地生成了结晶核。在这些核的生长过程中只有快速生长方向与散热表面法向平行的结晶核可以迅速长大。快速生长方向处于其他方位上时很快会碰到近邻结晶晶粒，因而停止生长〔图 2-1(a)〕。结晶过程完成后最终形成了柱状晶区〔图 2-1(b)〕，柱状晶粒长轴的晶体学方向即是该晶粒快速生长方向。由大量这类柱状晶粒组成的铸造组织就会形成快速生长方向互相并行的铸造织构[2]。在许多立方晶系的方形或扁平形金属铸锭中，这种织构表现为{100}晶面平行于散热表面的纤维织构。

图 2-2 给出了纯铝(>99.99% Al)铸锭柱状晶组织。图 2-3 是该铸锭柱状晶区平行于表面方位上测得的织构。可以看出，柱状晶组织有很强的{100}面平行铸锭表面的纤维织构，在纯铝铸锭中经常可以观察到这种织构[3]。

另一方面，一些金属是依靠电解的方法生产出原始的坯锭，其中也会在电解锭生成某种织构[2]。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

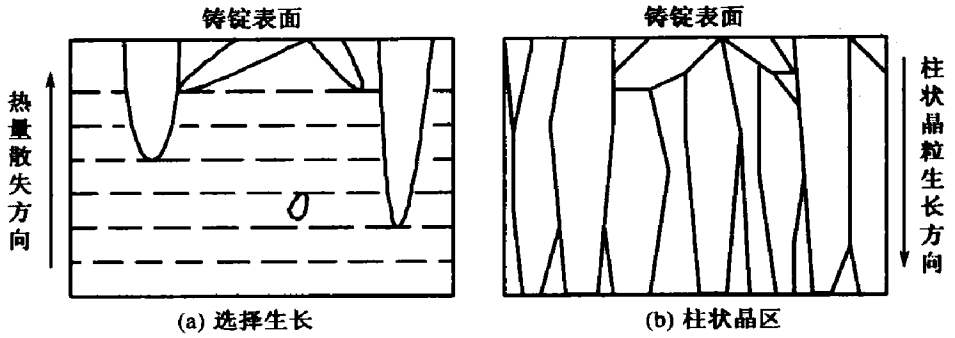


图 2-1　铸锭结晶组织的形成过程

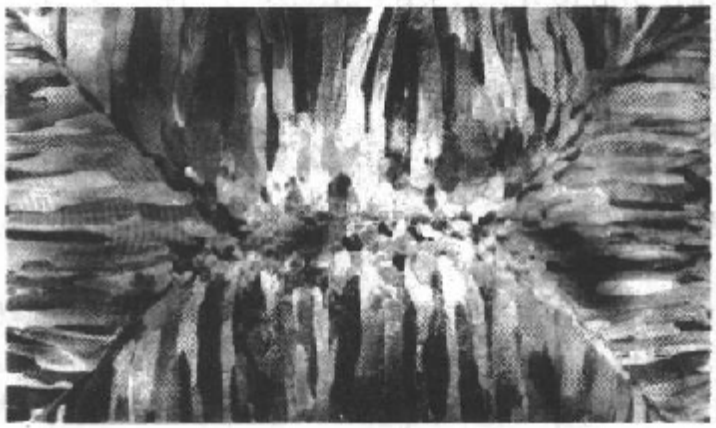


图 2-2　纯铝(>99.99%Al)铸锭柱状晶组织

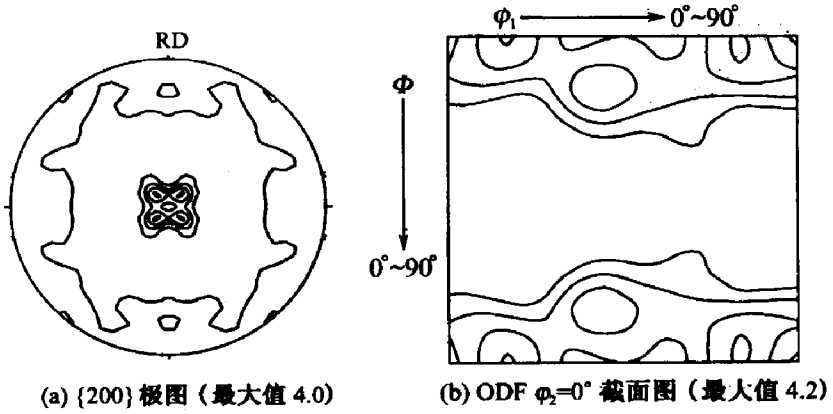


图 2-3　纯铝(>99.99%Al)柱状晶区{100}纤维织构
(密度水平:1,2,3,4)

二、热变形织构

许多金属材料在其加工制备过程中都要经过热塑性变形加工阶段。不同的热塑性加工工艺会造成金属材料不同的热变形织构。影响热变形织构形成的因素非常多，如变形量、加热温度、加热速度、变形速度、变形几何条件、初始晶粒度、变形中止时的温度、铸造织构、冶金质量、层错能、杂质元素含量、第二相含量及其分布状况等许多的因素都会影响热加工织构的形成，其中不少因素的影响机制尚不十分清楚。

金属热塑性加工时，其内部主要发生两种微观过程。其一是以位错运动为主的塑性变形，并伴随着金属基体缺陷密度的升高；其二是以回复、形核和晶粒长大为主的动态再结晶，并伴随着金属基体缺陷密度的下降。二者在变形过程中同时或交替出现，使得实际发生的微观过程很复杂。简化地说，塑性变形过程导致金属内生成变形织构，动态再结晶过程会造成再结晶织构，但因两过程同时或交替进行，使两类织构均不能得到充分发展，所以往往导致热变形后形成很弱的织构。另一方面，热变形过程会受到上述诸重因素多方位的影响，因此塑性变形与动态再结晶两个过程会在不同程度上受到促进或遏制，进而影响到热变形织构的锋锐程度和类型。

铝是典型的高层错能面心立方金属，由于位错的交滑移和攀移很容易进行，所以变形纯铝有很强的回复能力。热变形加工时纯铝中很强的回复过程始终伴随着塑性变形的进程，因而降低了动态再结晶的驱动力并使其孕育期明显加长，所以在一般的热变形条件下纯铝变形后的组织和织构十分接近于冷变形的组织和织构。图 2-4 和图 2-5 给出了纯铝板(>99.99%Al)热轧后的组织与织构，该热轧板

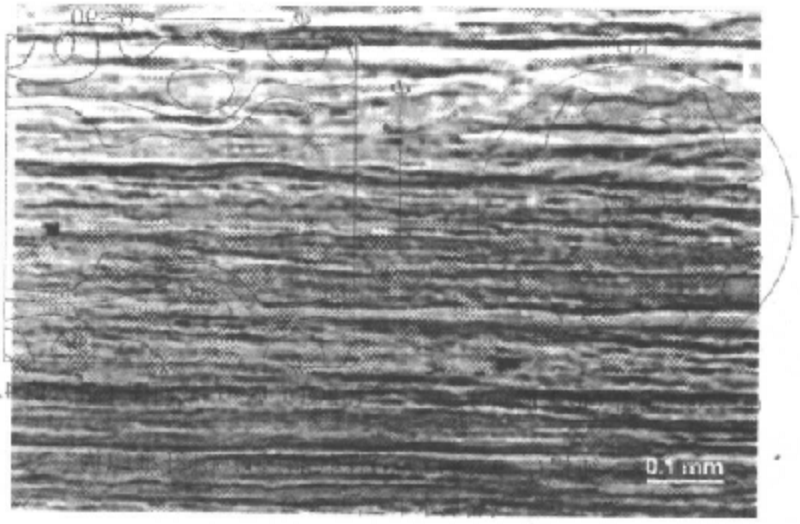


图 2-4　高纯铝热轧板组织

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

的组织近似于冷轧组织。可以想象，其缺陷密度应低于冷变形组织(图 2-4)；织构也以冷轧 S 织构{123}〈634〉为主(图 2-5)。热轧研究表明，只有在晶界迁移阻力极低的高纯铝板(≥99.999% Al)中才会得到动态再结晶组织和典型的再结晶立方织构{001}〈100〉。

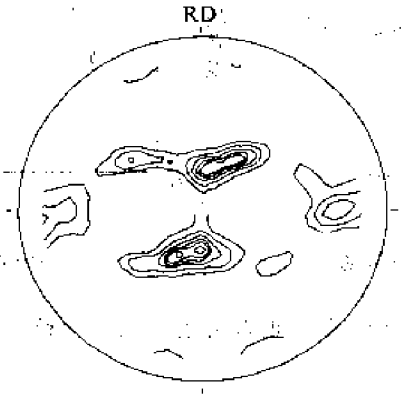


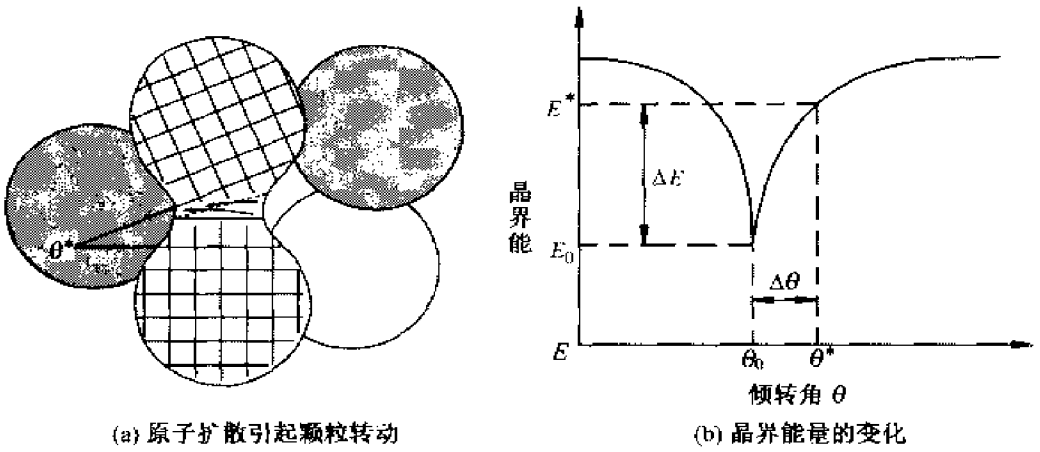
图 2-5　高纯铝热轧板{111}极图
(最大值:19.7，密度水平:1,2,4,7,12,15)

三、粉末烧结织构

粉末冶金生产方式的优点在于，易于灵活地进行成分、结构和组织设计，便于制备复合材料，机械加工量小，有利于自动化生产等；因此常被应用于制作金属零件。粉末冶金的基本工艺包括制粉、成型和烧结三个阶段。其中在烧结过程中，金属粉末借助高温扩散结合而连成一体。

如图 2-6(a)所示，当两个金属晶体颗粒结合在一起后，由于颗粒取向不同，二者之间会形成某种晶界(两颗粒间实线)。通常一晶体颗粒绕其某〈$u\ v\ w$〉晶向转动 θ 角后可以达到与之结合的另一晶体颗粒的取向位置。适当选择〈$u\ v\ w$〉指数和 θ 值可使一取向到达任意取向位置上，因此可以用 θ—〈$u\ v\ w$〉表示两晶体颗粒的取向差[参见式(1-7)]。两颗粒间晶界的能量与其取向差密切相关，而且与一些特定取向差所对应的晶界具有较低的晶界能。图 2-6(b)表示出了晶界能 E 与取向差角 θ 的这一关系。假设图 2-6(a)所示两颗粒取向差为 θ^*，参照图 2-6(b)可知其晶界能为 E^*，且有向取向差为 θ_0 的低晶界能转化的自发倾向。在高温烧结的条件下，晶界附近的原子可以通过图 2-6(a)箭头所示的扩散过程而实现这一转化，进而转向新的晶界(两颗粒间虚线)，同时粉末颗粒的取向也会发生一定的变化。

Herrmann 等人研究了纯铜(99.999% Cu)和纯银(99.999% Ag)粉末颗粒在单晶平板上烧结过程中晶界和取向的变化[4]。结果表明，许多颗粒与单晶板的取向关系转化成了倒易密度 Σ 为 3 的重合点阵取向关系，即取向差可表示成 60°—



(a) 原子扩散引起颗粒转动　　(b) 晶界能量的变化

图 2-6　粉末烧结时晶界能造成的颗粒取向变化

〈111〉或 71°—〈110〉。这实际上是一种孪晶关系，因此相应晶界的能量较低。Herrmann 等人观察了纯铜单晶板上直径约为 100μm 的球形纯铜颗粒在 1060℃ 烧结时颗粒取向的变化。图 2-7 示意性地给出了所测{111}极图一截线上极密度的变化。烧结 2 小时后颗粒取向仍基本处于随机分布状态，烧结 1000 小时后，颗粒的定向偏转造成了明显的择优取向现象，因而生成了粉末烧结织构。

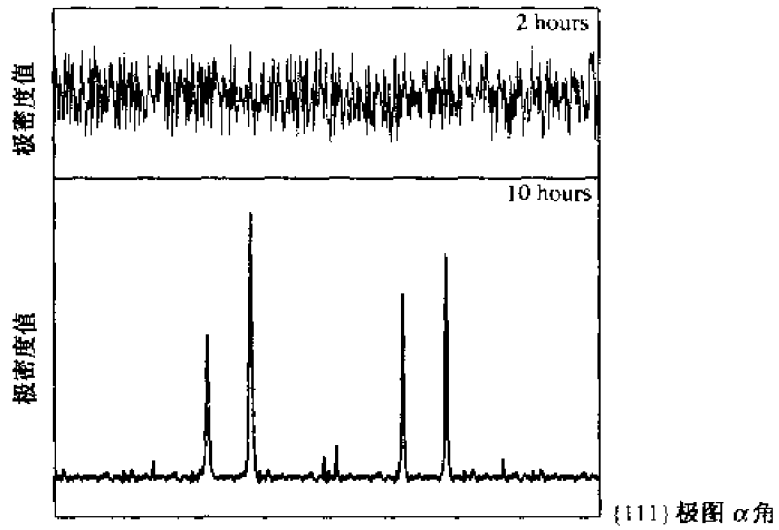


图 2-7　纯铜粉末 1060℃ 烧结织构的生成（{111}极图的一段截线）

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

§2-2 冷变形织构及其理论计算

一、金属变形晶体学

金属塑性冷变形的晶体学机制主要为位错滑移和机械孪生，两种机制的开动过程通常伴随着晶体取向的变化，而多晶体取向的定向流动就会造成变形织构。

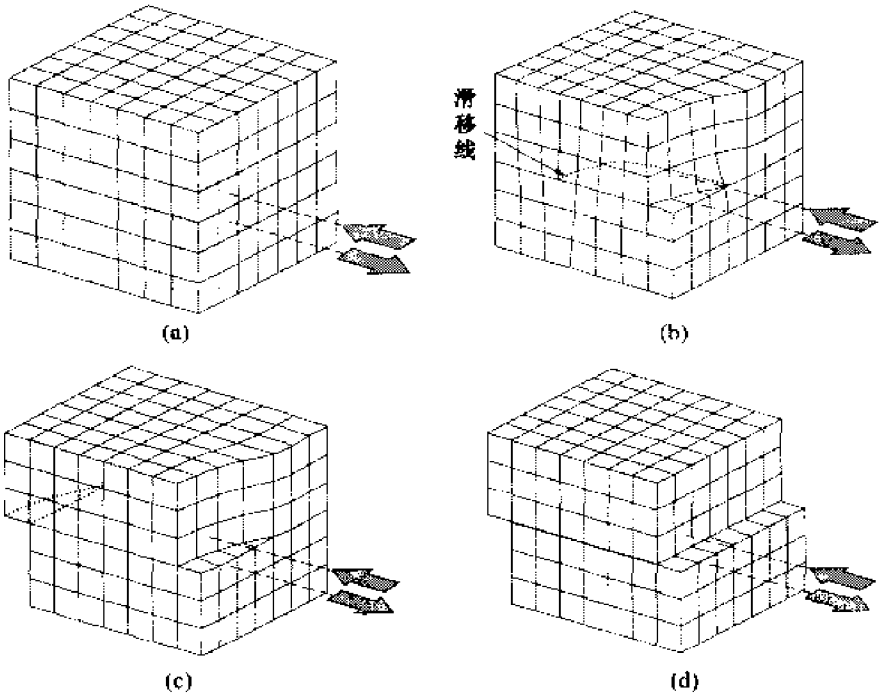


图 2-8 晶体中位错滑移造成的塑性变形

1．位错滑移[5]

图 2-8 描绘出了在剪切应力下一晶体内位错滑移的过程，以及该滑移所造成的塑性变形。设一单晶体在外力作用下有一组位错开动，滑移面法向单位矢量为 $\boldsymbol{n}$，滑移方向单位矢量为 $\boldsymbol{b}$，且有 $\boldsymbol{t}=\boldsymbol{b}\times\boldsymbol{n}$，$|\boldsymbol{t}|=|\boldsymbol{b}|=|\boldsymbol{n}|=1$。如图 2-9，位错滑移造成的滑移面上、下两部分晶体沿 $\boldsymbol{b}$ 向的相对滑动距离为 Δs。用 $u(x_1, x_2, x_3)$、$v(x_1, x_2, x_3)$、$w(x_1, x_2, x_3)$表示晶体内任一点在 x_1、x_2、x_3 三个方向上的位移分量，则在图 2-9 中 M 点处有 $u=\Delta s$，$v=w=0$。再设，有位错开动、且

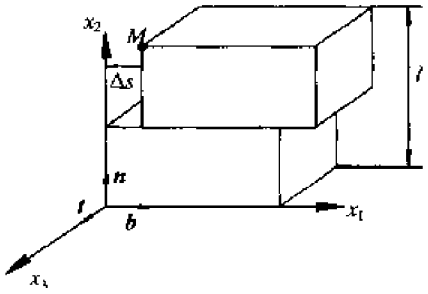


图 2-9 位错滑移应变分析
（取滑移系基本矢量为参考坐标轴）

互相平行的滑移面之间的平均距离(图 2-9，沿 n 方向)为 l，由此 M 点处各位移分量的九个一阶偏导数可表达成

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x_1} & \frac{\partial u}{\partial x_2} & \frac{\partial u}{\partial x_3} \\ \frac{\partial v}{\partial x_1} & \frac{\partial v}{\partial x_2} & \frac{\partial v}{\partial x_3} \\ \frac{\partial w}{\partial x_1} & \frac{\partial w}{\partial x_2} & \frac{\partial w}{\partial x_3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\Delta s}{l} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \gamma \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{2-1}$$

即有 $\gamma = \frac{\Delta s}{l}$。若将该晶体放入任一 $ox_1x_2x_3$ 坐标系中，则 $\boldsymbol{b}, \boldsymbol{n}, \boldsymbol{t}$ 矢量可表达成在 x_1、x_2、x_3 三个方向分矢量的加和形式，即有

$$\boldsymbol{b} = \boldsymbol{b}_1 + \boldsymbol{b}_2 + \boldsymbol{b}_3, \quad \boldsymbol{n} = \boldsymbol{n}_1 + \boldsymbol{n}_2 + \boldsymbol{n}_3, \quad \boldsymbol{t} = \boldsymbol{t}_1 + \boldsymbol{t}_2 + \boldsymbol{t}_3 \tag{2-2}$$

这样式 2-1 就转变成

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x_1} & \frac{\partial u}{\partial x_2} & \frac{\partial u}{\partial x_3} \\ \frac{\partial v}{\partial x_1} & \frac{\partial v}{\partial x_2} & \frac{\partial v}{\partial x_3} \\ \frac{\partial w}{\partial x_1} & \frac{\partial w}{\partial x_2} & \frac{\partial w}{\partial x_3} \end{bmatrix} = \gamma \begin{bmatrix} b_1 & n_1 & t_1 \\ b_2 & n_2 & t_2 \\ b_3 & n_3 & t_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 & b_2 & b_3 \\ n_1 & n_2 & n_3 \\ t_1 & t_2 & t_3 \end{bmatrix}$$

$$= \gamma \begin{bmatrix} b_1n_1 & b_1n_2 & b_1n_3 \\ b_2n_1 & b_2n_2 & b_2n_3 \\ b_3n_1 & b_3n_2 & b_3n_3 \end{bmatrix} \tag{2-3}$$

根据变形的力学分析可知应变张量为

$$\{\varepsilon_{ij}\} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x_1} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x_1} + \frac{\partial u}{\partial x_2}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x_1} + \frac{\partial u}{\partial x_3}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial x_2} + \frac{\partial v}{\partial x_1}\right) & \frac{\partial v}{\partial x_2} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x_2} + \frac{\partial v}{\partial x_3}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial x_3} + \frac{\partial w}{\partial x_1}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x_3} + \frac{\partial w}{\partial x_2}\right) & \frac{\partial w}{\partial x_3} \end{bmatrix}$$

$$= \gamma \begin{bmatrix} b_1n_1 & \frac{1}{2}(b_1n_2 + b_2n_1) & \frac{1}{2}(b_1n_3 + b_3n_1) \\ \frac{1}{2}(b_2n_1 + b_1n_2) & b_2n_2 & \frac{1}{2}(b_2n_3 + b_3n_2) \\ \frac{1}{2}(b_3n_1 + b_1n_3) & \frac{1}{2}(b_3n_2 + b_2n_3) & b_3n_3 \end{bmatrix} \tag{2-4}$$

从宏观上可以粗略地把变形晶体看成连续变形介质，因而这一应变张量不仅表达了 M 点的塑性应变状态，而且也表达了该晶体其他各点的塑性应变状态。可以看出，当滑移系确定之后应变张量与位错相对滑移量 γ 密切相关。如果变形

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

由一个以上的位错滑移完成，则可根据各个位错滑移的切应变 γ 值分别算出各位错滑移产生的应变张量，然后将各应变张量加和在一起，即为总的应变张量。

2. 机械孪生

图 2-10 描绘了在特定剪切应力条件下一晶体机械孪生，及所造成的塑性变形。图中还给出了孪生要素 K_1、η_1、K_2、η_2 等[5]。借助孪生要素可以了解机械孪生的晶体学过程。K_1 表示第一不变变面（孪生面）、K_2 表示第二不变变面、η_1 表示孪生方向（切变方向）、η_2 为切面与 K_2 面的交线。表 2-1 给出了一些常见金属的孪生要素。

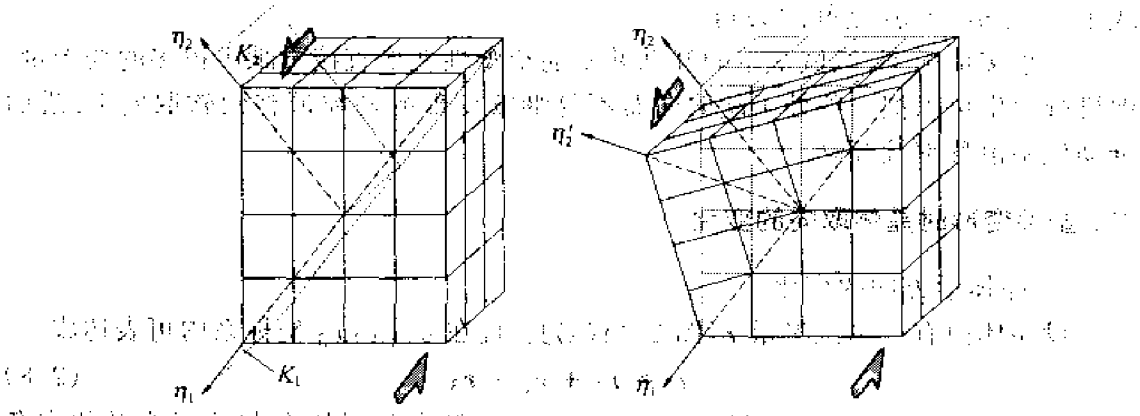


图 2-10　晶体中机械孪生造成的塑性变形

表 2-1　一些常见金属的孪生要素[6]

点阵类型	金　属	K_1	η_1	K_2	η_2
体心立方		$\{112\}$	$\langle 1\bar{1}1\rangle$	$\{11\bar{2}\}$	$\langle 111\rangle$
面心立方		$\{111\}$	$\langle 11\bar{2}\rangle$	$\{1\bar{1}1\}$	$\langle 112\rangle$
密排六方	Cd, Mg, Ti, Zn, Co	$\{10\bar{1}2\}$	$\langle 10\bar{1}\,1\rangle$	$\{10\bar{1}\,\bar{2}\}$	$\langle 10\bar{1}\bar{1}\rangle$
密排六方	Mg	$\{10\bar{1}1\}$	$\langle 10\bar{1}\,\bar{2}\rangle$	$\{10\bar{1}\,\bar{3}\}$	$\langle 30\bar{3}2\rangle$
密排六方	Zr, Ti	$\{11\bar{2}1\}$	$\langle 11\bar{2}0\rangle$	$\{0001\}$	$\langle 11\bar{2}0\rangle$
密排六方	Zr, Ti	$\{11\bar{2}2\}$	$\langle 11\bar{2}\,\bar{3}\rangle$	$\{11\bar{2}\,\bar{4}\}$	$\langle 22\bar{4}3\rangle$
	Sn	$\{101\}$	$\langle\bar{1}01\rangle$	$\{\bar{3}01\}$	$\langle 103\rangle$

设 K_1 面法向矢量 $\boldsymbol{K}_1$ 与 η_1 矢量 $\boldsymbol{\eta}_1$ 为

$$\boldsymbol{K}_1 = \boldsymbol{K}_{11} + \boldsymbol{K}_{12} + \boldsymbol{K}_{13} \qquad \boldsymbol{\eta}_1 = \boldsymbol{\eta}_{11} + \boldsymbol{\eta}_{12} + \boldsymbol{\eta}_{13} \tag{2-5}$$

则参照式(2-3)有

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x_1} & \frac{\partial u}{\partial x_2} & \frac{\partial u}{\partial x_3} \\ \frac{\partial v}{\partial x_1} & \frac{\partial v}{\partial x_2} & \frac{\partial v}{\partial x_3} \\ \frac{\partial w}{\partial x_1} & \frac{\partial w}{\partial x_2} & \frac{\partial w}{\partial x_3} \end{bmatrix} = \gamma \begin{bmatrix} \eta_{11}K_{11} & \eta_{11}K_{12} & \eta_{11}K_{13} \\ \eta_{12}K_{11} & \eta_{12}K_{12} & \eta_{12}K_{13} \\ \eta_{13}K_{11} & \eta_{13}K_{12} & \eta_{13}K_{13} \end{bmatrix} \tag{2-6}$$

式中，γ 表示孪生时的切应变。这里与位错滑移所不同的是切应变 γ 是一个确定的数值、它只与金属的孪生要素有关。可用下式求得机械孪生时的 γ：

$$\gamma = 2\mathrm{ctg}\theta \tag{2-7}$$

式中，θ 为 η_1 与 η_2 之间的夹角。

在很多情况下，机械孪生的开动并不能给塑性变形直接贡献出很多的变形量。但机械孪生可以把一些处于硬取向而不易继续变形的晶粒调整到软取向上，进而推动位错滑移继续开动。

二、塑性变形时晶体取向的变化

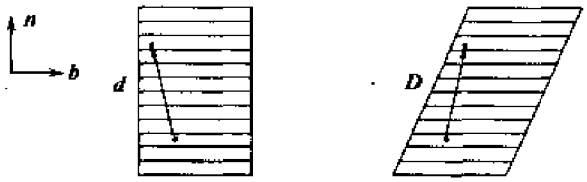
1．晶体学方向的变化

设晶体内有一单位矢量 r〔图 2-11(a)〕，且在 $ox_1x_2x_3$ 坐标系内可表达成

$$\boldsymbol{r} = r_1 + r_2 + r_3 \tag{2-8}$$

式中，r_1、r_2、r_3 分别为 $\boldsymbol{r}$ 矢量在 x_1、x_2、x_3 三个轴上的投影及与这三个轴的夹角余弦。变形之后 $\boldsymbol{r}$ 矢量转变成 $\boldsymbol{R}$〔图 2-11b〕，且

$$\boldsymbol{R} = \boldsymbol{R}_1 + \boldsymbol{R}_2 + \boldsymbol{R}_3 \tag{2-9}$$



(a) 变形前的矢量 $\boldsymbol{d}$　　(b) 变形后的矢量 $\boldsymbol{D}$

图 2-11　晶体中任一矢量在变形过程中的变化

设 $\boldsymbol{r}$ 矢量方向的正应变为 ε_r，则有

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{11}r_1^2 + \varepsilon_{22}r_2^2 + \varepsilon_{33}r_3^2 + 2\varepsilon_{12}r_1r_2 + 2\varepsilon_{23}r_2r_3 + 2\varepsilon_{31}r_3r_1 \tag{2-10}$$

由此可以求出变形后的 $\boldsymbol{R}$ 矢量为[7]

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

$$\boldsymbol{R}=\begin{bmatrix}R_1\\R_2\\R_3\end{bmatrix}=\frac{1}{1+\varepsilon_r}\begin{bmatrix}1+\dfrac{\partial u}{\partial x_1} & \dfrac{\partial u}{\partial x_2} & \dfrac{\partial u}{\partial x_3}\\ \dfrac{\partial v}{\partial x_1} & 1+\dfrac{\partial v}{\partial x_2} & \dfrac{\partial v}{\partial x_3}\\ \dfrac{\partial w}{\partial x_1} & \dfrac{\partial w}{\partial x_2} & 1+\dfrac{\partial w}{\partial x_3}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}r_1\\r_2\\r_3\end{bmatrix}$$

$$=\frac{1}{1+\varepsilon_r}\begin{bmatrix}1+b_1n_1 & b_1n_2 & b_1n_3\\ b_2n_1 & 1+b_2n_2 & b_2n_3\\ b_3n_1 & b_3n_2 & 1+b_3n_3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}r_1\\r_2\\r_3\end{bmatrix} \tag{2-11}$$

参照式(2-3)和(2-4)可知 $\boldsymbol{R}$ 矢量的方向与长短也与应变张量密切相关。

2. 晶体的转动

晶体在其塑性变形过程中会发生转动，转动方向与其受力状态有关[8]。设在某方向上对单晶体施加拉力 F，使某一滑移系开动[图 2-12(a)]。晶体变形将如图 2-11(b)所示，同时保持原来取向。但滑移会在变形晶体上造成一个力矩 $\boldsymbol{M}=F\cdot x$[图 2-12(b)]，并促使晶体转动至图 2-12(c)所示的位置。只有这样才能使晶体保持平衡状态。晶体转动会引起它取向发生变化。设变形前的拉伸方向为 $\boldsymbol{r}$，变形后 $\boldsymbol{r}$ 转变成了 $\boldsymbol{R}$。在变形过程中晶体取向绕与 $\boldsymbol{r}$ 和 $\boldsymbol{R}$ 垂直的方向(设为 $\boldsymbol{T}=\boldsymbol{T}_1+\boldsymbol{T}_2+\boldsymbol{T}_3=\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{R}$ 方向)发生了转动，转动角度即为 $\boldsymbol{r}$ 与 $\boldsymbol{R}$ 二矢量的夹角 θ。根据图 2-12 的分析可知 $\boldsymbol{R}$ 即为变形后的拉伸方向。参照晶体起始取向 g_0 和式(2-11)和(1-7)可以算出拉伸后晶体的取向 g 为：

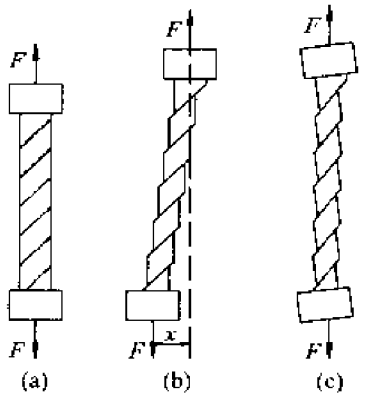


图 2-12　晶体在拉伸时的转动

$$g=\begin{bmatrix}(1-T_1^2)\cos\theta+T_1^2 & T_1T_2(1-\cos\theta)+T_3\sin\theta & T_1T_3(1-\cos\theta)-T_2\sin\theta\\ T_1T_2(1-\cos\theta)-T_3\sin\theta & (1-T_2^2)\cos\theta+T_2^2 & T_2T_3(1-\cos\theta)+T_1\sin\theta\\ T_1T_3(1-\cos\theta)+T_2\sin\theta & T_2T_3(1-\cos\theta)-T_1\sin\theta & (1-T_3^2)\cos\theta+T_3^2\end{bmatrix}g_0 \tag{2-12}$$

同理，若在某方向上对单晶体施加压应力并使一滑移系开动[如图 2-13(a)]，则在随后的变形过程中也会引起该晶体转动[图 2-13(b)]及取向变化。此时变形前垂直于压应力的晶面发生了转动。由该晶面上两个互不平行的矢量即可确定该晶面的法向，用式(2-11)算出这两个矢量变形后的方位即可求出垂直于压应力晶面变形后的法向。变形后这一法向仍应与压应力方向平行。在法向的变化过程中始终有一个垂直于法向的方向，晶体在变形过程中绕这一方向转动，由此可以参照式(2-12)求出压缩变形过程中晶体取向的变化。

轧制变形时，取向变化情况略复杂些。轧制应力状态分析表明，金属在变形

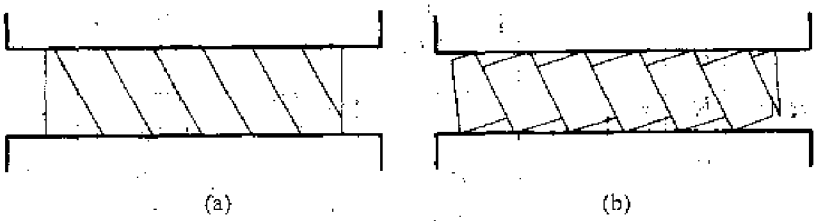


图 2-13 晶体在压缩时的转动

过程中承受了三向压应力。如果去除静水压力，则金属实际主要承受了轧向的拉应力和板法向的压应力，即为平面应力状态。借助上述对拉伸变形和压缩变形的分析可以认为，在轧制变形过程中变形物体的轧向和轧面不变。设冷轧前轧向为 r，轧板横向为 t，则 r 和 t 所决定的平面为轧面。冷轧后利用式(2-11)可以计算出 r 与 t 矢量转变成 R 与 T 矢量。R 即是冷轧后的轧向，R 与 T 所决定的平面即是冷轧后的轧面。由此可以计算出轧制变形后的取向 $[R, T, R \times T]$〔参见式(1-6)〕。

三、多晶体冷变形织构的生成

多晶体在外力作用下发生塑性变形时，晶体内的位错不断滑移或晶体内出现机械孪生，同时晶体的取向也会随之作相应的转动。理论和实际都表明多晶体各晶粒的转动结果往往会使晶粒取向聚集到某一或某些取向附近，从而形成变形织构。变形织构的类型要受到变形金属材料的性质及加工方式的影响。

1. 多晶体变形特征

如图 2-14(a)所示[9]，当一立方形多晶体在 1 方向受到拉应力、3 方向受到压应力时，塑性变形会造成多晶体内的晶粒的正应变 $\varepsilon_{11}>0$ 和 $\varepsilon_{33}<0$。根据塑性变形的晶体学机制，由位错滑移和机械孪生造成的变形不仅会产生 ε_{11} 和 ε_{33}，而且也会产生式(2-4)所示的其他切应变分量，它们可以表现为切应变分量 ε_{12}、ε_{23} 和 ε_{31}〔如图 2-14(b)、(c)、(d)〕，以及 2 方向上的正应变 ε_{22}。与单晶体相比，多晶体各晶粒的边界不再是自由边界。由不同取向晶粒构成的多晶体在外应力作用下变形时，各晶粒实际开动的滑移系或孪生系会很不相同。若某晶粒生成一应变张量，则与其邻接的晶粒在变形时将造成不同的应变张量。这样晶粒之间会存在应变张量的不连续问题，其中主要是切应变的不连续问题。

一般来讲，在上述外应力作用下各晶粒滑移系开动造成的主应变 ε_{11} 和 ε_{33} 比较一致，而切应变分量 ε_{12}、ε_{23} 和 ε_{31} 则会很不相同。这样一晶粒变形时产生的切应变通常要受到邻近晶粒的阻碍而不易实现，同时该变形晶粒也会对近邻晶粒变形时产生的切应变有阻碍作用。晶粒间切应变的相互阻碍作用以及由此引起的反应应力的存在，会使各晶粒变形时实际承受的应力状态以不同方式偏离外应力状

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

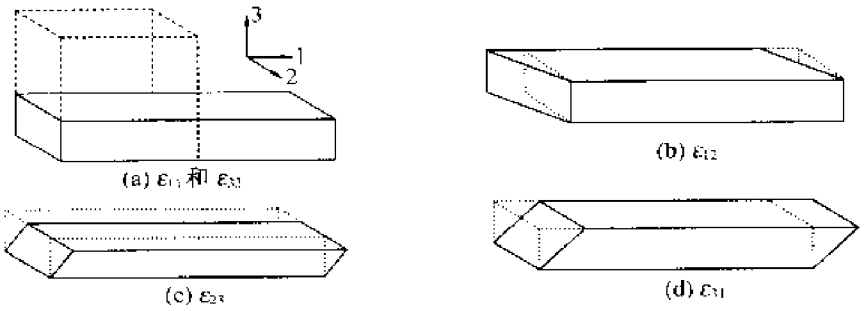


图 2-14　多晶体内晶粒变形时的应变分析

态。偏离方式与变形晶粒所开动的滑移系，产生的切应变量大小以及近邻晶粒阻碍作用的大小有关。实际多晶体变形时，相邻晶粒在晶界处总会有相同的应变张量，即应变总是连续的，否则变形时多晶体内会发生断裂现象。可以看出，多晶体晶粒的变形过程要受到近邻晶粒的制约，因而比单晶体时复杂得多。

参照式(2-4)可知，一晶粒变形时应变张量共有九个分量，其中有

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji} \qquad \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} = 0 \tag{2-13}$$

所以实际上只有五个独立的应变分量。可见由于相邻晶粒的反应应力，协调多晶体各晶粒间应变张量不连续问题时通常需要五个独立的晶体学滑移或孪生系。例如面心立方金属 12 个滑移系中有 5 个独立的滑移系。六方系金属中独立的滑移系往往少于 5 个，因此实际变形时经常需要机械孪生协调应变的连续性。塑性变形晶体学机制的复杂化也使得多晶体晶粒取向的变化规律明显不同于单晶体的取向变化。

2．冷变形织构

单向拉伸或拉拔变形是常见的一种变形方式。在这种变形方式下，金属将产生丝织构，即各晶粒的某一晶向倾向平行于拉伸方向。一般认为，单向拉伸与拉拔变形二者所造成的织构差别不大，因为在这两种情况下如果去除静水压力的影响，则造成塑性变形的应力状态基本是一样的。面心立方金属拉伸或拉拔变形产生的织构主要是〈111〉和〈100〉两种丝织构。一些研究表明，层错能升高时会出现丝织构内〈111〉组分增强而〈100〉组分变弱的倾向，但这种现象并不是在所有的情况下都适用。对体心立方金属铁、钨、钼、钽和 β 黄铜的分析表明，其拉拔织构为〈110〉丝织构。六方金属的拉拔织构较为复杂，如钛的丝织构是〈$10\bar{1}0$〉，而镁的丝织构是〈0001〉。其他六方金属的丝织构更为复杂[2]。

冷墩压也是一种常见的变形方式。在这种变形过程中，形成的织构表现为各晶粒的某一晶面倾向垂直于压应力方向或称为线织构、纤维织构。实验表明，层错能较高的面心立方金属(如铜)冷墩压主要生成〈110〉纤维织构，而当层错能降低时(如 Cu-30%Zn)则会同时产生一些〈111〉纤维织构[10]；对于体心立方金属，

如冷墩铁则以〈111〉纤维织构为主；六方金属的冷墩压织构以〈0001〉纤维织构为主(如镁、钛)，而铪冷墩后各晶粒的〈0001〉方向则分布在压缩方向附近的一定范围内[2]。

许多金属在加工生产过程中都要经过轧制变形，并生成轧制织构。面心立方金属中出现的轧制织构主要有{011}〈211〉、{123}〈634〉、{112}〈111〉以及{110}〈001〉。通常，这几种织构组分会存在于同一冷轧板内。每种组分的多少与金属的层错能有很大关系。一般来说，层错能高的金属(如铝、铜)，其织构的{112}〈111〉组分较强，而{011}〈211〉组分较弱。反之层错能低的金属(如铜-锌合金及纯银)，其冷轧织构内基本上只有{011}〈211〉组分。体心立方金属中出现的轧制织构主要有{112}〈110〉、{111}〈110〉、{111}〈112〉以及{001}〈110〉。各织构组分的强弱受材料化学成分的影响较大。例如：工业纯铁中主要的冷轧织构组分是{001}〈110〉和{112}〈110〉；而化学成分极为纯净的超深冲钢板(其碳、氮含量均低于0.01%)中除了{001}〈110〉和{112}〈110〉织构之外，还会出现较为明显的{111}〈110〉和{111}〈112〉织构[11]。

与立方金属相比，人们对六方金属冷轧织构的分析与研究相对较少。一般认为密排六方金属中的冷轧织构为$\{0001\}\langle 2\bar{1}\ \bar{1}0\rangle$，但对铍($c/a=1.568$)、铪($c/a=1.587$)、锆($c/a=1.590$)和钛($c/a=1.601$)等 c/a 值较低的六方金属冷轧织构的分析表明，它们都具有基本一致的轧制织构。这种轧制织构一般用取向$(0001)[10\bar{1}0]$绕轧板轧向转动一定角度表示。例如金属锆的冷轧织构取向是取向$(0001)[10\bar{1}0]$绕轧向转了$\pm 40°$[2]，这种织构可大致表达成$(\bar{1}2\bar{1}1)[10\bar{1}0]$。

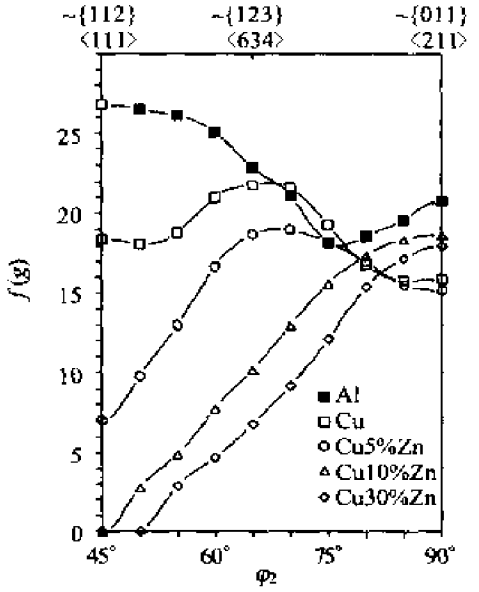


图 2-15 Al 及 Cu-Zn 合金系 95% 冷轧织构的 β 取向线分析

3. 机械孪生和非晶体学变形对织构的影响

金属的塑性变形多数通过位错滑移实现，其中一些金属的变形过程中也有机械孪生出现。当正常的位错滑移受到较大妨碍或晶粒具有特殊的取向时，晶体也会发生非晶体学切变，在切变区内变形量非常高。这种变形机制称为剪切带变形，且尚不能完全从晶体学角度来描述这种变形机制。在面心立方金属的变形过程中，这三种变形机制所起的作用大小与金属的层错能密切相关。

当层错高时(如纯铝)变形基本上靠位错滑移完成。若层错能不很高(如Cu5%Zn 合金)机械孪生的可能性就会变大，而位错滑移所承担的变形量则减

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

少。当层错能很低时(如 Cu30%Zn 合金)剪切带变形机制就会频繁出现。图 2-15 是 Al 和一系列 Cu-Zn 合金冷轧 95%后所测织构的 β 取向线分析[9]。Al 比 Cu 的层错能高。随着 Cu 内含 Zn 量的增多合金的层错能不断下降，从而使轧制后晶粒取向在{112}〈111〉($\varphi_2=45°$)附近的聚集量不断减少(图 2-15)，而在取向{011}〈211〉($\varphi_2=90°$)附近的聚集量相应增多。由此可见，金属变形机制的变化直接影响变形后织构的组态。

分析与研究表明[9]，当面心立方金属仅以位错滑移方式变形时取向{112}〈111〉与{011}〈211〉均为稳定取向，晶粒取向在轧制变形过程中会不断流向这两个取向。但晶粒向取向{011}〈211〉流动时会造成较大的绕法向的切应变 ε_{12}，在轧制几何条件下这种切应变很难实现，除非变形晶粒邻接着绕轧向呈二次轴对称的、且可作相反方向切变的晶粒。所以晶粒较难达到取向{011}〈211〉，而较多地流向取向{112}〈111〉。但当金属层错能降低使机械孪生出现，晶粒取向在取向{112}〈111〉上的聚集就会受到干扰。图 2-16 展示了取向空间 $\varphi_2=45°$的截面，并将此截面沿 Φ 方向作了一些扩展。该截面上给出了各取向的相对位置，其中{011}〈100〉，{011}〈211〉等取向位于子空间Ⅲ内(参见图 1-8)。当具有取向{112}〈111〉的晶粒发生孪晶变形时，该晶粒取向将如图 2-16(a)所示的那样由取向{112}〈111〉转变到取向{112}〈111〉的孪晶位置{552}〈115〉。再通过位错滑移经由取向{011}〈100〉流向取向{011}〈211〉。鉴于取向{011}〈100〉的高对称性，这一流

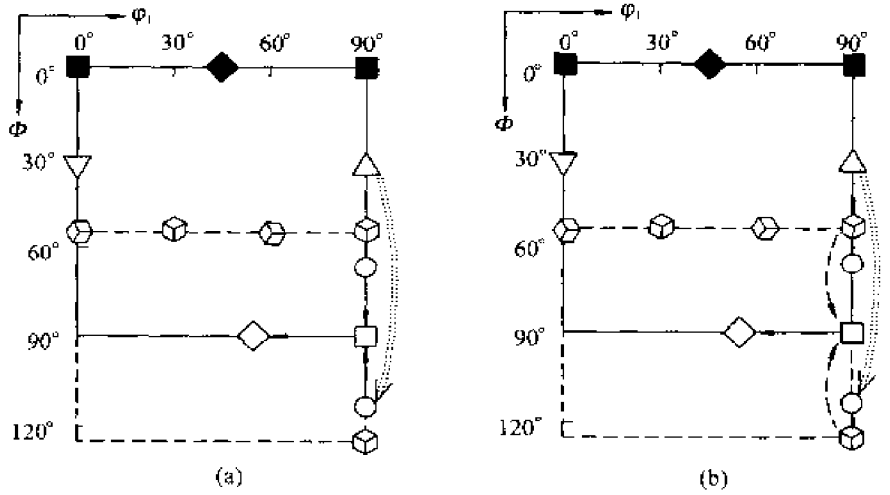


图 2-16　位错滑移、机械孪生及剪切带变形造成的取向变化

(ODF $\varphi_2=45°$的截面)

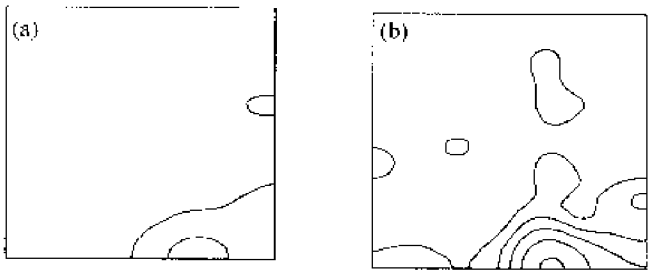
△{112}〈111〉，□{011}〈100〉，◇{011}〈111〉，{111}〈112〉，○{552}〈115〉，

▽{112}〈110〉，■{001}〈100〉，◆{001}〈110〉，{111}〈110〉

——→位错滑移机制，·····>机械孪生机制，- - - →剪切带机制

动是稳定的。由于取向{011}〈211〉的特殊对称位置，有取向{011}〈211〉的晶粒孪晶后的取向或在取向{011}〈211〉的另一个对称位置，或落入其他不稳的位置，并最终又回到取向{011}〈211〉。因此从整体上看，孪晶的出现使轧制织构中{112}〈111〉分量减少，{011}〈211〉分量增多，逐渐形成较强的{011}〈211〉特征。如果层错能进一步下降，轧制时会出现剪切带变形。具有取向{112}〈111〉的晶粒通过孪晶变形〔图 2-16(b)〕转到取向{552}〈115〉，然后通过非正常滑移到达取向{111}〈112〉，再借助剪切带变形转到取向{011}〈100〉，最后通过正常滑移流向取向{011}〈211〉。另外也可不经过孪晶变形，直接通过非正常滑移和剪切带到达取向{011}〈100〉〔图 2-16(b)〕。同时，取向{123}〈634〉向{011}〈211〉的转变也有近似的过程。由此可见，剪切带变形的出现使轧制织构的{011}〈211〉特征进一步提高。

奥氏体不锈钢中的 γ 相是一种层错能比较低的面心立方金属，因此会以位错滑移、机械孪生和非晶体学剪切带的复合变形方式完成塑性变形。图 2-17 给出了表示奥氏体不锈钢 γ 相轧制织构的 ODF $\varphi_2 = 45°$ 截面图[12]。参照图 2-16 标出的一些取向的位置，当变形量较低时(<55%)机械孪生和剪切带均不很活跃，变形方式基本是位错滑移。这时变形行为与高层错能面心立方金属的变形行为相似，晶粒取向在{112}〈111〉以及{110}〈001〉至{110}〈112〉之间聚集〔图 2-17(a)〕。冷轧至 95%后晶粒取向在{112}〈111〉上的聚集消失，而主要聚集在{110}〈112〉附近，且形成很强的轧制织构。同时{552}〈115〉附近也有少许晶粒取向聚集〔图 2-17(b)〕，说明此时取向{112}〈111〉确实经机械孪生转入了取向{552}〈115〉〔图 2-16(a)中符号○附近〕，再经{110}〈001〉取向最终转向稳定的{110}〈112〉〔图 2-17(a)〕。这样最终造成了明显的{011}〈211〉织构〔图 2-17(b)〕。



(a) 冷轧 55%　　(b) 冷轧 95%

图 2-17　奥氏体不锈钢中的 γ 相冷轧织构
(ODF $\varphi_2 = 45°$ 截面图，密度水平：2, 4, 7, 12, 20)

四、多晶体变形模型

若从理论上分析变形织构的生成，需要考虑多晶体塑性变形过程中近邻晶粒之间的上述相互作用，以及因此对取向变化的影响。多晶体内一晶粒与其近邻晶

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

粒的取向关系以及在变形过程中可能发生的变化通常无法事先确定。另外由于晶粒间可能的取向关系有无穷多个，一一分析某种取向关系下的变形过程对了解多晶体整体变形规律也不会有很大的直接帮助。所以人们往往设想某种变形模型，对晶粒变形时其周围的环境作出概括性的估计，以简化对变形过程的分析。通过修改设想可使模型不断接近实际多晶体的变形和织构形成过程。

最为简单的多晶体塑性变形模型是 Sachs 模型[13]。Sachs 模型认为，多晶体变形时每个晶粒都承受与外应力相同的应力。因此在相应应力状态下各晶粒取向因子最大的滑移系开动(通常只是一个滑移系)，并使晶粒变形。该模型忽略位错开动时所产生的切应变[图 2-14(b)、(c)、(d)]可能会引起的与近邻晶粒的相互影响，因此实际上各个晶粒都以一个独立单晶体的形式来完成塑性变形。在此模型中各晶粒都承受同样的应力，因此在多晶体整体上各处的应力状态是单一而连续的。鉴于各晶粒的取向不同，其内开动的滑移系也各不相同，因而变形后各晶粒的应变张量不一样。尤其是式(2-4)中各应变分量 $\varepsilon_{ij}(i \neq j)$ 在多晶体内从一个晶粒过渡到另一个晶粒时发生突变，在晶粒间的界面上造成应变张量的不连续状态。Sachs 模型忽略了应变的不连续性，对各晶粒切应变无任何限制，所以也称为 NC(no constraint)模型。

与 Sachs 模型的不连续应变性不同，Taylor 提出了另一种变形模型[14]。该模型假设多晶体内各晶粒的应变张量都是一样的。比如只在外力方向产生同样的正应变，其余应变分量都是 0，因此多晶体内各晶粒的应变状态是单一而连续的平面应变状态。这种模型实际上设定多晶体晶粒在某一刚性的环境内变形。考虑到式(2-13)的限制，式(2-4)内 9 个应变分量中只有 5 个独立的分量。因此一般说来对于任一取向的晶粒，若令其按统一规定好了的应变张量变形，通常需要 5 个独立的变形系统。面心立方金属一般有 12 个滑移系，其中有 5 个滑移系可以是独立的。通过适当选择 5 个独立滑移系及它们各自相应的滑移量即可使任一取向的晶粒实现任何规定的应变张量。也就是说针对晶粒的取向选择 5 个独立滑移系并使之适当组合。通过计算可知有很多种组合方式都可实现某一确定的应变张量，因而得出不同的取向变化。所以必须引入一些附加的原则，如最小功原则[15](即 5 个滑移系开动作最少的功)以便在多种可能的组合方式中选出更合适的组合。可以想像，使 5 个滑移系组合开动所需要的应力状态是比较复杂的。尤其各晶粒取向不同时，为实现同一应变，各晶粒所采用的 5 个滑移系组合形式各不一样，因此变形所需的应力张量不同。这就造成了各晶粒间应力状态的不连续性。Taylor 模型忽略这种不连续性的作用。由于 Taylor 模型对应变张量中每一个分量都作了统一而具体的规定，所以也称为 FC(full constraint)模型。

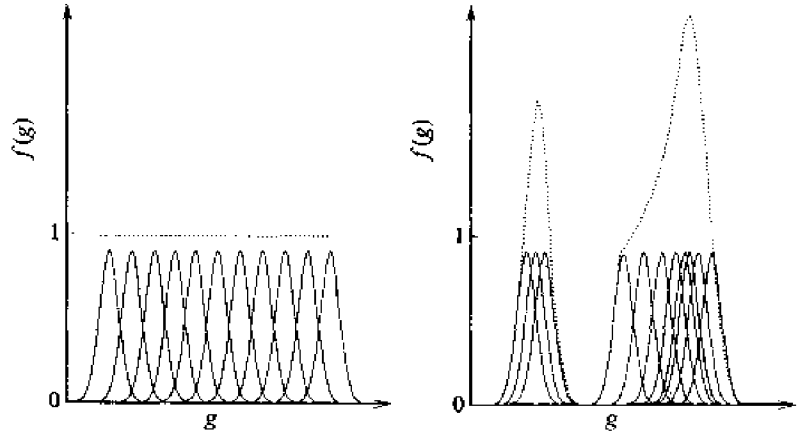
通过计算机模拟计算人们发现，用上述两模型计算得出的织构反映出了一些实际金属中轧制织构的重要特征。但由于它们设定的晶粒变形边界条件与实际有明显偏差，因此计算的结果仍显著偏离实际织构。同时人们还发现，变形时是否

允许晶粒中切应变 ε_{12}, ε_{23}及 ε_{31}出现对织构变化有很大影响。根据这一现象人们提出了一些修正模型,即从 Taylor 模型出发允许某些切应变出现,以缓解应力状态的不连续性。如 RC(relaxed constraint, 即不限制 ε_{23}, ε_{31})模型[9], 以及由此延伸出来而与其本质相同的 CC(continuous constraint)模型[16]。但从根本上讲,RC 和 CC 模型均采用了 Taylor 模型或 Sachs 模型的某些基本原则,即把所有晶粒的应变分量不加区分地设定为统一的特定值或完全不加约束。

另一种修正原则是从 Sachs 模型出发, 即以应力连续为出发点,通过开动附加滑移系将某些切应变减小或消除,以缓解应变状态的不连续性。设想多晶体内一晶粒可能的变形过程可以体会到, 在外力作用下位错开动所要产生的切应变即不能像 NC 模型那样完全实现(因为会受到近邻晶粒阻碍),也不会像 FC 模型那样一致地被阻止成 0(因为完全阻止住所需的反应应力往往太高, 常会超过材料的屈服限)。所以问题的关键并不在于像 RC 修正模型那样选择出可以实现的某个切应变分量, 而应该设法估计出在外应力状态下开动的滑移系所要造成的切应变有多大部分可以实现。基于这一设想出现了 PC(partial constraint)模型[17]。该模型假设变形晶粒的近邻晶粒取向随机分布, 并由 NC 模型出发计算可能的各种切应变量。如果切应变量小则仍按 NC 模型变形。如果切应变量过大则按取向因子从大到小的顺序寻找其他能减少这种切变的附加滑移系, 令其开动, 以降低变形多晶体应变张量的不连续性。附加滑移系的滑移量与其取向因子大小成比例, 这也意味着实际应力状态略偏离外应力状态。切应变大小的分界可根据多晶体晶粒尺寸, 强度等情况作适当选择。由于 PC 模型兼顾了应力和应变的连续性, 考虑了变形晶粒自身的取向特征, 模拟结果应更符合实际多晶体变形过程。

五、变形织构模拟的一般过程

首先将取向空间划分成若干个均匀分布的小区。每个小区内取一特征取向,



(a) 模拟前的随机取向分布　　(b) 模拟后形成的变形织构

图 2-18　冷变形模拟织构的生成

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

且代表一个以该取向为中心的正态分布的密度函数[图 2-18(a)]。适当确定正态分布半高宽和峰值，且所有分布函数的半高宽、峰值和体积积分相等，总合为100%。若用这些正态分布分量叠加计算取向分布函数或极密度分布函数，则取向密度在取向空间或极图内处处为1[图 2-18(a)中虚线]。

在模拟变形织构形成过程中，根据塑性变形的位错滑移或机械孪生机制和一定的应变步长，计算在给定外应力和相应模型条件下上述每个取向的变化[图 2-18(b)]，直至达到预先设定的总应变量。然后以模拟计算出来的这些新取向为中心，以原来的正态分布参数叠加计算出取向分布函数或极密度分布函数，即可得到模拟出来的变形织构[图 2-18(b)中虚线]。

六、冷轧织构的模拟

根据不同的塑性变形模型可以模拟计算纯铝冷轧时的冷轧织构。图 2-19 给出了 $\varepsilon_{33}=-3.0$(冷轧 95%)时所计算出织构的 β 线取向密度分析[17](参见 §1-3 及图 1-8)。作为比较图 2-19 同时给出了工业纯铝实测的冷轧织构。比较可知模拟结果分为两类，一类体现了晶体取向在取向{112}〈111〉附近的聚集，呈{111}〈112〉织构(FC，RC 模型)；另一类体现了晶体取向在取向{011}〈211〉附近的聚集，呈{011}〈211〉型织构(NC 模型)。PC 模型模拟出的织构同时具有两种织构类型的特征。与实际织构比较可以发现，PC 模型更好地模拟出了冷轧后多晶体晶粒取向在 β 线上的聚集分布。

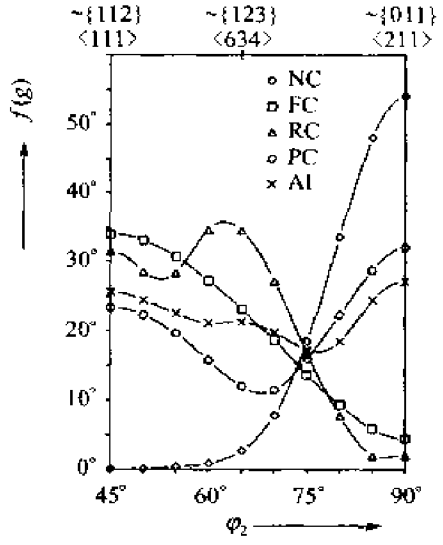


图 2-19 铝板轧制织构 β 取向线的理论计算结果($\varepsilon_{33}=-3.0$)

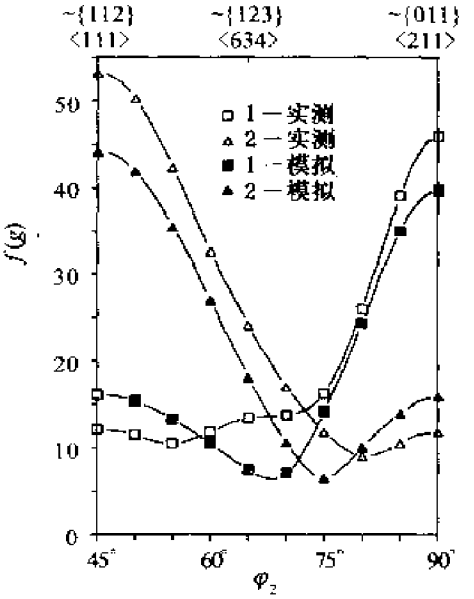


图 2-20 有初始织构的铝板冷轧后实测与和理论计算 β 取向线
(PC 模型，$\varepsilon_{33}=-3.0$)

根据塑性变形的上述理论可以看出，变形织构也应该受到变形前多晶体内初始织构的影响。这样模拟计算所选取的初始取向状态应该不再是随机分布的，而应相应地引进初始取向分布作为模拟计算的出发点。图 2-20 给出了考虑纯铝两种不同类型初始织构，用 PC 模型模拟出来的冷轧织构及相应实测的冷轧织构[17]。可以看出，纯铝板初始织构对冷轧织构的重要影响，并且可以作相应的理

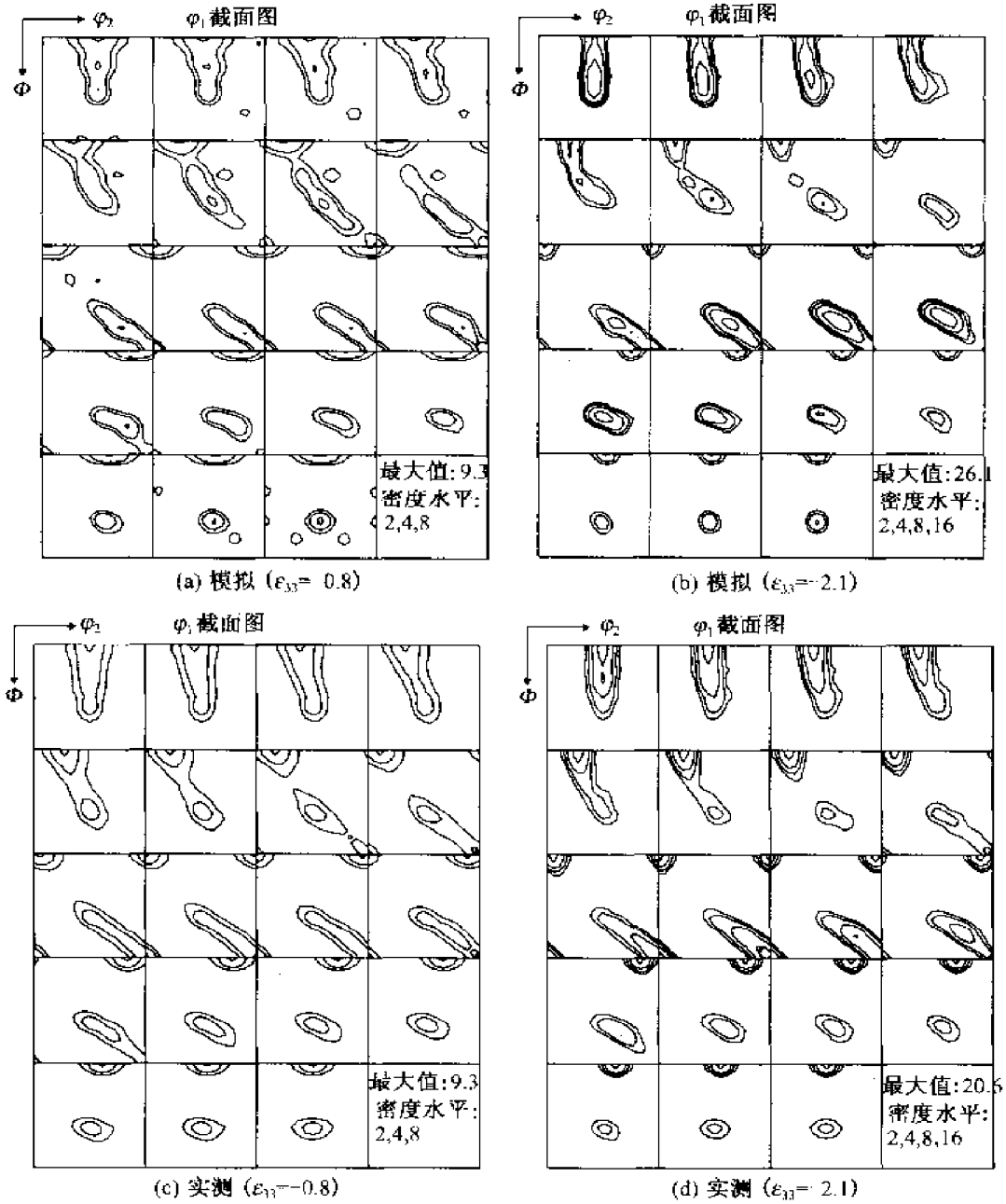


图 2-21　工业纯铁板冷轧织构的模拟与测量(ODF 等 φ_1 截面图)

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

论模拟计算。

由于多晶体晶粒十分复杂的邻接关系，变形过程中所有晶粒实际上不可能按单一的模式进行变形。可以设想多晶体内各晶粒变形时，分布在各处的同样取向的晶粒由于与其邻接晶粒的取向的差别，会使该取向晶粒承受不同的应力、应变环境，进而以不同的方式变形。从统计角度考虑，设多数晶粒按照 RC、PC 模型所设定的应力应变环境变形，少数晶粒按照 Sachs 和 Taylor 模型设想的方式变形。以{110}〈111〉为滑移系可以计算体心立方金属的轧制织构。图 2-21 给出了如此计算出来的 ε_{33} 分别为 - 0.8 和 - 2.1 的理论 ODF 等 φ_1 截面图〔图 2-21(a)、(b)〕，以及从冷轧工业纯铁板中实际测算到的 ODF 等 φ_1 截面图〔图 2-21(c)、(d)〕[18]。可以看出，这种综合模型可以很好地描述出工业纯铁的实际织构。若能考虑到体心立方金属中可能的{112}〈111〉及其他滑移的影响，则模拟的结果可能与实测结果更加吻合。

§2-3 不均匀变形织构

一、塑性变形的不均匀性

从宏观的角度出发，当一金属多晶体在正应力的作用下发生塑性变形时，理论上可以把这一变形简化成图 2-22 所示的过程。通常的变形织构生成理论也是建立在这样一种理想变形过程的基础之上。而在实际金属材料的加工中并不存在这种理想变形过程。研究表明，变形金属自身的几何形状以及压力锤头与变形金属表面之间的摩擦力都会引起压缩变形的不均匀性。

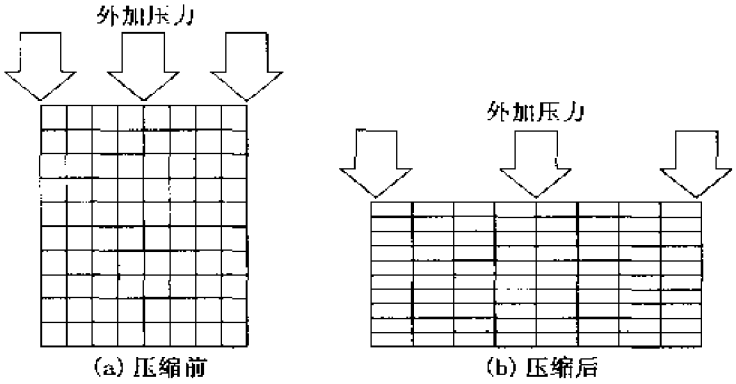
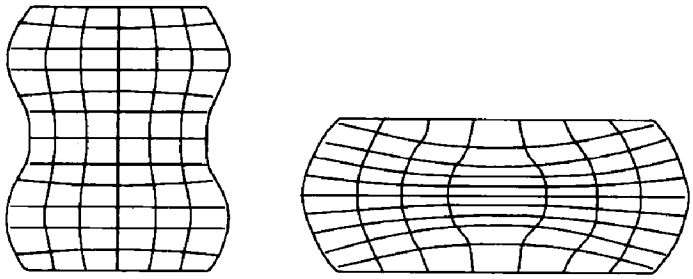


图 2-22 理想压缩变形示意图

设压缩变形金属高为 H，宽为 L。当 L/H 值及压缩应变量均较低时，变形后金属将呈图 2-23(a)所示的形状[19]，此时外力方向上的正应变集中在变形金属上、下两端，并没有充分传播到金属的中心部位。当 L/H 值及压缩应变量均较高

时，变形后金属将呈现图 2-23(b)所示的形状[20]，此时外力方向上的正应变已经充分地传递到了金属的中心部位。由于压力锤头与变形金属表面之间较大的摩擦力，金属两端的塑性流动受到一定限制，外力方向上的正应变主要集中在变形金属的中心部位。与图 2-23(b)相对应，图 2-24 给出了工业纯铝相应的锻压组织。除了正应变不均匀外，两种变形方式还造成了其他应变分量的不均匀性(参见图 2-23)。即使是在 L/H 值和变形量都比较适当时，金属的塑性变形仍然会或多或少地保留一定程度的不均匀性。



(a) 低 L/H 值，低变形量　　(b) 高 L/H 值，高变形量

图 2-23　不均匀压缩变形

表 2-2　不同轧制条件下的轧板厚度方向正应变分布

道次压下率(%)		2.8	6.7	12.2	16.9	20.4	25.3
$l_d/\bar{d}$		0.3	0.45	0.6	0.92	1.0	1.25
轧板厚度方向正应变分布(%)	表层	3.0	7.2	13.5	18.4	17.9	24.7
	内层	2.3	6.3	14.4	19.6	20.1	25.1
	中心	1.6	5.2	11.9	16.7	22.0	26.2

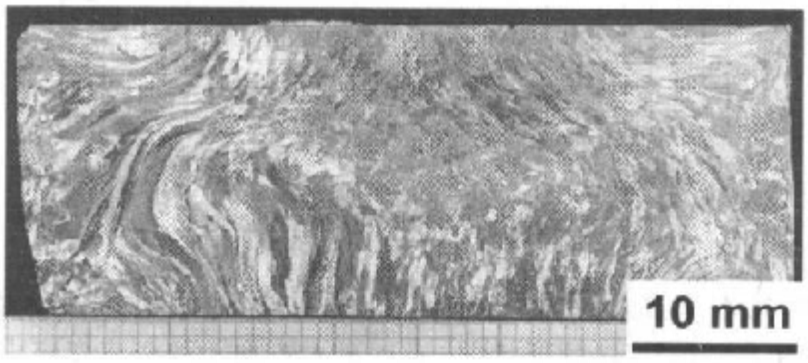
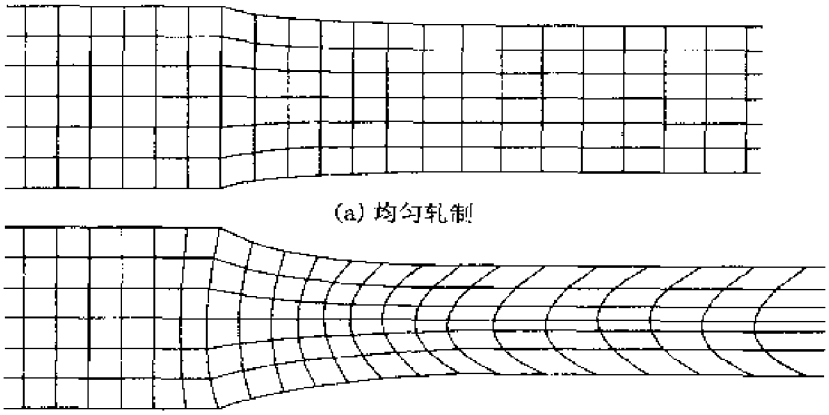


图 2-24　工业纯铝锻压后的组织结构

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

有人对轧制变形的不均匀性也作过相应的研究。把 H 设想为轧板平均厚度，用 $\bar{d}$ 表示；把 L 设想为轧辊与轧板表面沿轧制方向的接触长度，用 l_d 表示，则可以得到表 2-2 所示的结果[21]。这一结果表明，图 2-23(a)所示的变形不均匀性也可以在轧制过程中出现。同时，只有提高道次压下率，使 $l_d/\bar{d}$ 值大于 1，才可以逐渐克服这种变形的不均匀性[19]。

适当制定轧制工艺条件，可以实现均匀轧制变形。图 2-25(a)给出了均匀轧制时辊缝之间的轧板内较为均匀的应变分布。如果过大地提高道次压下率，则会导致新的不均匀变形[图 2-25(b)][22]。可以看出，图 2-25(b)所示的不均匀变形与图 2-23(b)的变形十分近似。金属在拉拔变形过程中也会有类似的不均匀性。



(a) 均匀轧制

(b) 不均匀轧制

图 2-25　板材轧制应变分析

二、轧制变形的受力状态

如图 2-26(a)所示，轧制变形时轧辊与轧板接触弧长为 AC。通常轧辊半径 r 比轧前的轧板厚度 d 大很多，所以可以近似地认为 AB 与 AC 相等，即认为 AB 长度近似于轧板与轧辊之间的接触长度，并可把这一长度定义为 l_d，因此有

$$l_d = AB = \sqrt{r^2 - \left(r - \frac{\Delta d}{2}\right)^2} = \sqrt{r\Delta d - \frac{\Delta d^2}{4}} \approx \sqrt{r\Delta d} \qquad (2\text{-}14)$$

这里同样因为相对于 r 道次压下量 Δd 很小，所以把 $\Delta d^2/4$ 一项省略了。l_d 与 d 之间的比值 l_d/d 是人们常常用来描述轧制几何条件的参数[19,23]。

图 2-26(b)给出了轧板被轧辊咬入轧缝的初始阶段。P 为轧辊对轧板施加的正压力，T 为摩擦力，f 为摩擦系数。这样有

$$f = \frac{T}{P} \qquad (2\text{-}15)$$

设 T 与 P 在水平方向的分力分别为 T_x 和 P_x，且有

$$T_x = T \cdot \cos\alpha, \quad P_x = P \cdot \sin\alpha \qquad (2\text{-}16)$$

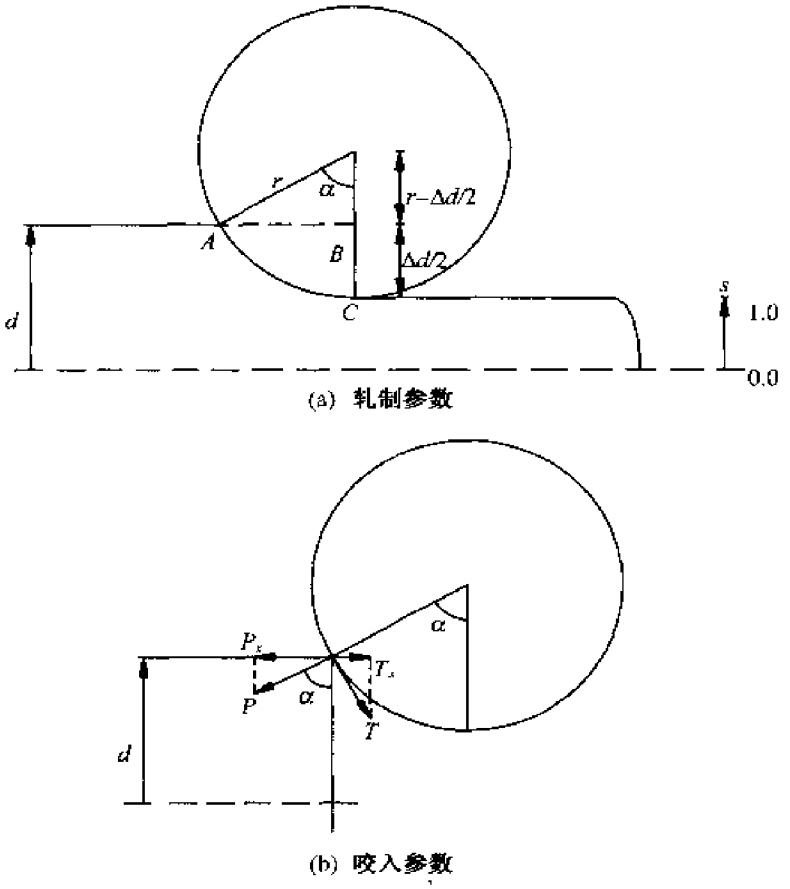


图 2-26　板材轧制参数分析

式中，α 为咬入角。轧板被咬入的条件为

$$T_x \geqslant P_x \tag{2-17}$$

参照式(2-16)和(2-15)有

$$f \geqslant \mathrm{tg}\alpha \approx \alpha \tag{2-18}$$

令 β 为摩擦角，则有

$$f = \mathrm{tg}\beta \approx \beta \tag{2-19}$$

因此咬入的条件可转化成

$$\mathrm{tg}\beta \geqslant \mathrm{tg}\alpha，或\ \beta \geqslant \alpha \tag{2-20}$$

如图 2-27(a)，当轧板被咬入轧辊且进入正常轧制状态时，轧板在轧缝入口处的流动速度比轧辊表面慢，在轧缝出口处的流动速度比轧辊表面快；在轧辊某一中性角 γ 处轧辊表面与轧板表面速度相同。中性角以前至轧缝入口称为后滑区，中性角以后至轧缝出口称为前滑区。这时轧板承受三个力的作用，即正压力 P，后滑区摩擦力 T_x 和前滑区摩擦力 T_y。图 2-27(a)给出了各力的相对关系。用下标 x

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

表示各力的水平分力，则在稳定轧制时有

$$T_{nx} - P_x - T_{vx} = 0 \tag{2-21}$$

根据图 2-27(b)表示的各种力的几何关系有

$$T_{nx} = T_n \cdot \cos\left(\frac{\alpha + \gamma}{2}\right) = p \cdot f \cdot B \cdot r(\alpha - \gamma) \cdot \cos\left(\frac{\alpha + \gamma}{2}\right) \tag{2-22}$$

$$P_x = P \cdot \sin\frac{\alpha}{2} = p \cdot B \cdot r \cdot \alpha \cdot \sin\frac{\alpha}{2} \tag{2-23}$$

$$T_{vx} = T_v \cdot \cos\frac{\gamma}{2} = p \cdot f \cdot B \cdot r \cdot \gamma \cdot \cos\frac{\gamma}{2} \tag{2-24}$$

式中，p 为压应力；B 为轧板宽度。实际轧制时 α 与 γ 都很小，所以有近似关系

$$\cos\left(\frac{\alpha + \gamma}{2}\right) \approx 1, \quad \sin\frac{\alpha}{2} \approx \frac{\alpha}{2}, \quad \cos\frac{\gamma}{2} \approx 1 \tag{2-25}$$

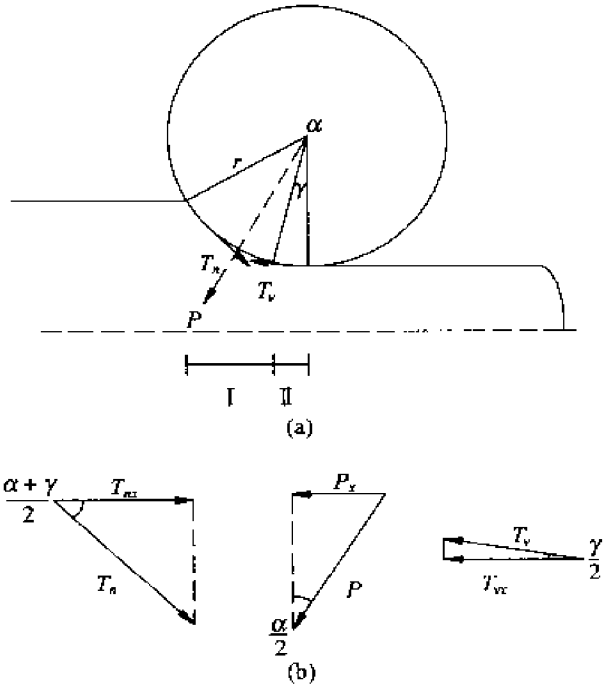


图 2-27　板材轧制受力分析

根据式(2-21)至(2-25)有

$$p \cdot f \cdot B \cdot r \cdot (\alpha - \gamma) - p \cdot B \cdot r \cdot \alpha \cdot \frac{\alpha}{2} - p \cdot f \cdot B \cdot r \cdot \gamma = 0 \tag{2-26}$$

或

$$\gamma = \frac{\alpha}{2} \cdot \left(1 - \frac{\alpha}{2f}\right) \tag{2-27}$$

参照式(2-19)有

$$\gamma = \frac{\alpha}{2} \cdot \left(1 - \frac{\alpha}{2\beta}\right) \tag{2-28}$$

由图 2-27 可知，轧板前、后滑区摩擦力的水平分力方向相反。在正常轧制条件下，前、后滑区基本上具有相同的长度，摩擦力 T_{nx} 与 T_{vx} 不很大，且对轧板表面的正、负剪切作用大体可以抵消；轧板基本上可以得到均匀的变形〔如图2-25(a)〕。当道次压下率 $\Delta d/d$ 很大时，轧板刚好能被轧辊咬入辊缝，参照式(2-20)有

$$\beta \approx \alpha \tag{2-29}$$

代入式(2-28)有

$$\gamma = \frac{\alpha}{4} \tag{2-30}$$

可以看出，此时后滑区占据了辊缝区的 3/4，而且 T_{nx} 很大，其作用远不能被后续的 T_{vx} 抵消，因此会对变形的不均匀性造成重要的影响。

如本章第二节所述，轧制变形时辊缝中轧板承受了轧向、板法向和横向的三向压应力。如果除去对塑性变形没有实际影响的静水压力，则金属实际承受了轧向的拉应力 $\sigma_{11}>0$ 和板法向的压应力 $\sigma_{33}<0$(参见图 2-14，令轧向为 1，板法向为 3)，且有

$$\sigma_{11} = -\sigma_{33} \tag{2-31}$$

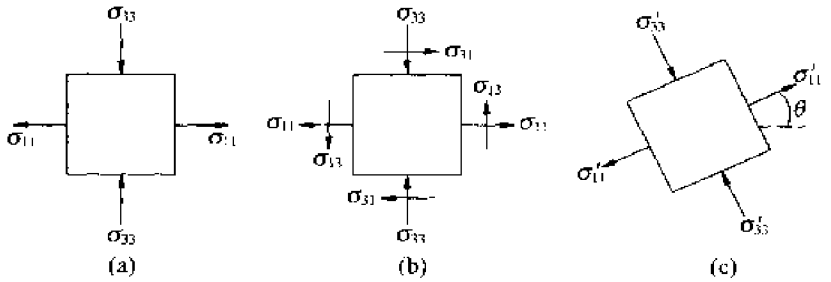


图 2-28　不均匀轧制应力分析

其余应力分量为 0[24]，即为平面应力状态。如图 2-28(a)所示，这种受力状态与轧板中心部位的受力状态一致。在轧板表面附近，除了式(2-31)所示的应力外，轧板还因轧辊与轧板之间的摩擦力而承受了图 2-28(b)所示的切应力 σ_{31}[22]，在轧板中心有 $\sigma_{31}=0$。σ_{31}的存在使主应力状态偏转成了图 2-28(c)所示的状态。σ_{31}越大则主应力状态的偏转角 θ 也越大。参照图 2-25(b)可知，若定义变形金属上半部为正偏转，则中心部位为 0 偏转，下半部为反向偏转或负偏转。参考表 2-2 及图 2-23(a)，当 $\Delta d/d$ 及 l_d/h 很小时，这种偏转会沿轧板法线方向多次反复出现。

对于其他的变形方式，也可以作类似的受力分析。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

三、不均匀变形织构的生成

从图 2-23 至 2-25 以及表 2-2 可以看出，不均匀变形使变形金属各部位塑性流动的速度和位移均不相同。不均匀的塑性流动会造成变形各部位之间产生剪切应力，因而导致异常织构（或称为剪切织构）出现。这种织构与本章第二节中所述的变形织构很不相同。

Truzkouski 等人[23]曾对纯铝棒作过扭转变形试验。结果发现，在纯剪切外力的作用下，剪切应力作用面上生成了{111}纤维织构以及〈110〉平行于剪切应力方向的{001}〈110〉织构。在图 2-24 所示的不均匀锻压纯铝的表面附近也可以测量到这种{001}〈110〉织构。当金属处于图 2-23(a)和表 2-2 所示的不均匀变形时，剪切织构会沿厚度方向，在金属塑性流动变化较大的多处部位出现[19,23,25]。而当金属处于图 2-23(b)和图 2-25(b)所示的不均匀变形时，剪切织构只在金属上、下表面附近出现[26,27]。

图 2-29[27]给出了以{111}〈110〉滑移系开动为变形机制的工业纯铝在以图 2-25(b)所示的不均匀轧制 87% 后在轧板不同深度测得的织构（ODF，$\varphi_2=45°$截面图，取向位置参见图 2-16），其 s 值由图 2-26(a)定义。参见图 2-16 中 $\varphi_2=45°$ 截面图上所确定的取向位置可知，轧板中心〔$s=0.19$，图 2-29(a)〕生成了较为正常的轧制织构{011}〈211〉，{011}〈100〉和{112}〈111〉（或{225}〈554〉），而轧板表面〔$s=0.94$，图 2-29(c)〕则生成剪切织构{001}〈110〉和{111}纤维织构。在同样的不均匀轧制条件下，以〈110〉方向滑移为主要变形机制的 Fe-28Al-2Cr 合金 80% 轧制板中心部位〔$s=0.19$，图 2-30(a)〕生成了正常的轧制织构{001}〈110〉和{111}纤维织构，而在表面附近〔$s=0.88$，图 2-30(c)〕则生成了{011}〈100〉和{225}〈554〉剪切织构。

根据表 2-2，当 l_d/d 值明显高于 1 时宏观的轧制压下率就可以在轧板厚度方向上均匀分布，因而会得到均匀的轧制织构。有人曾设想[23]令 l_d/d 值小于 5 就

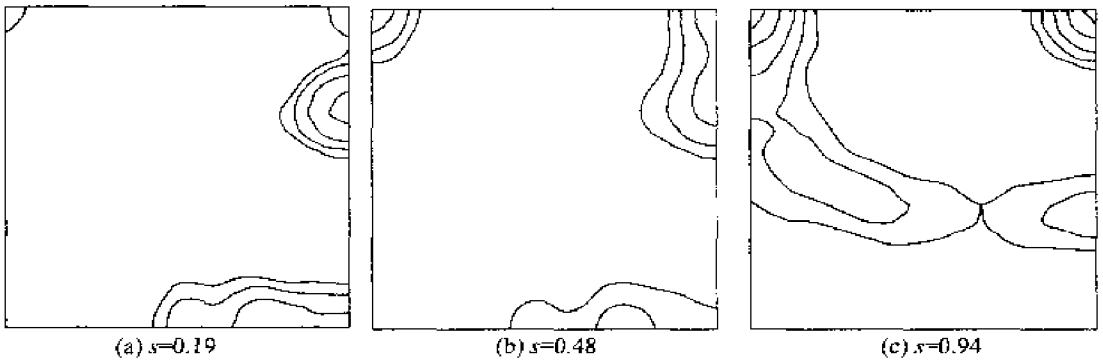


图 2-29　工业纯铝不均匀轧制织构（$\varphi_2=45°$截面图）

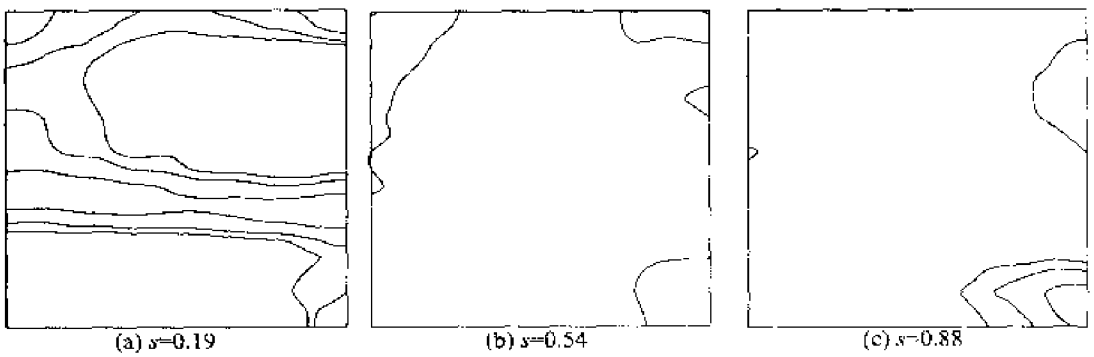


图 2-30　Fe-28Al-2Cr 合金板不均匀轧制织构($\varphi_2=45°$截面图)

可以避免图 2-25(b)所示的轧制不均匀性。图 2-31 给出了纯铝轧制参数与不均匀轧制关系的研究结果。可以看出,当 l_d/d 小于 1 时表 2-2 的不均匀性出现,同时会产生剪切织构。当 l_d/d 大于 1 后不均匀变形不再与 l_d/d 有关,而与 $\Delta d/d$ 有关。当 $\Delta d/d$ 大于 0.35 后,图 2-25(b)所示的不均匀性就有可能出现,并产生很强的剪切织构(如图 2-29)。$\Delta d/d$ 对不均匀变形的作用也符合推导式(2-30)时所作的分析。此时轧制摩擦力很大,且后滑区很长,因此强剪切应力对轧板的作用结果会最后保留在轧板上,即造成剪切织构。

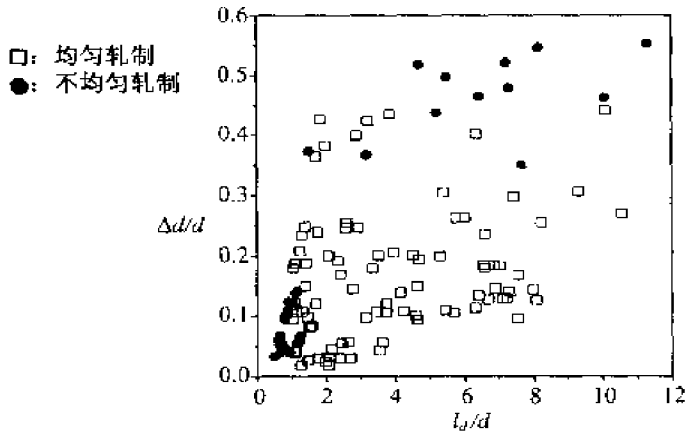


图 2-31　纯铝轧制参数与不均匀轧制

图 2-32[26,27]是纯铝及 Fe-28Al-2Cr 合金板不均匀轧制后的 $\varphi_1=90°$, $\varphi_2=45°$ 取向线分析,由此可以研究正常织构与剪切织构的联系。一般来说,纯铝冷轧时{112}⟨111⟩附近应该是稳定取向,因而在轧板中心部位生成了{225}⟨554⟩织构,以及将向{011}⟨211⟩转化的{011}⟨100⟩织构[参见图 2-32(a)]。随着 s 值的升高,{225}⟨554⟩和{011}⟨100⟩织构减少,而{001}⟨110⟩和{111}⟨112⟩织构增强。对

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

Fe-28Al-2Cr 合金板来说{001}〈110〉和{111}〈112〉应该是稳定取向，因而在轧板中心部位生成了这类织构〔图 2-32(b)〕。随着 s 值的升高，{001}〈110〉和{111}〈112〉织构减少，而取向{112}〈111〉和{110}〈001〉附近的取向密度则有所增强。

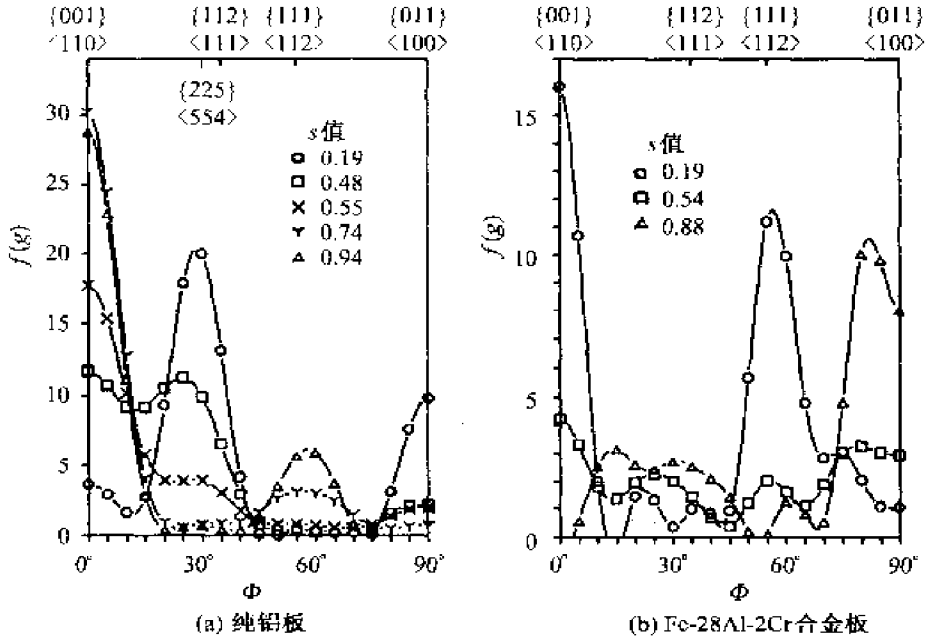
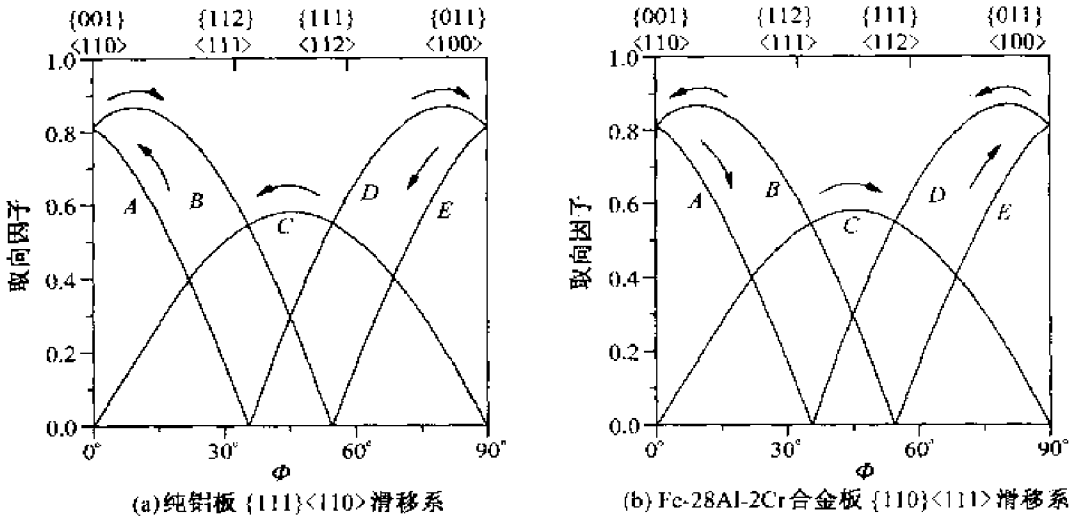


图 2-32　不均匀轧制织构 $\varphi_1=90°$、$\varphi_2=45°$取向线分析

如上所述，纯铝的塑性变形由{111}〈110〉滑移的开动完成，而 Fe-28Al-2Cr 合金板则以{110}面滑移，即{110}〈111〉系开动为主要变形机制。在图 2-32 所示的取向线上可以计算出在理想轧制应力条件下各个滑移系取向因子的数值，并绘成图 2-33[26,27]。由于该取向线在取向空间的对称性，各滑移系的取向因子两两相等。图 2-33 中 A、B、C、D 和 E 所示曲线分别代表两个滑移系取向因子的变化情况，因此轧制变形时滑移系往往是成对开动。图 2-33 还注明各对滑移系开动时晶体取向变化的方向。

以纯铝为例，由于 B、C 四个滑移系的交替开动造成了晶粒取向在{112}〈111〉($\Phi=35°$)附近的稳定。多晶铝冷轧时实际的稳定取向并不在 $\Phi=35°$处，而是偏向 $\Phi=30°$〔即{225}〈554〉，图 2-33(a)〕。细致计算表明[17]，B 滑移系开动时造成的取向变化较小，但却产生一定切应变 ϵ_{31}，这种切应变会受到近邻其他取向晶粒的阻碍。如果这时取向变化称为正向变化，其相应切应变为正切应变，则 C 滑移系开动时会造成较大的负取向变化和相应的负切应变。当晶粒取向偏向 $\Phi=30°$时〔图 2-33(a)〕B 滑移系因其取向因子较高而承受比取向因子小的 C 滑移系更高的滑移量。这样两类滑移系交替开动使总切应变明显降低，同时也造成了正、负取向变化大致抵消，从而使晶粒取向在 $\Phi=30°$附近稳定下来。这一解释也



(a)纯铝板 {111}〈110〉滑移系　　(b) Fe-28Al-2Cr合金板 {110}〈111〉滑移系

图 2-33　$\varphi_1=90°$, $\varphi_2=45°$取向线上各滑移系取向因子分析

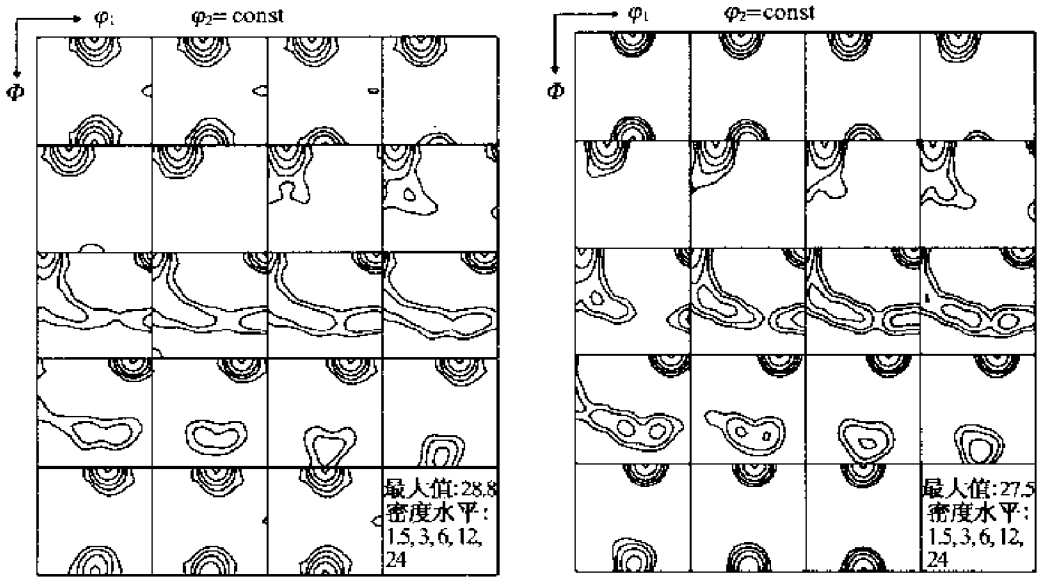
被理论模拟所证实[17]。由此得到的稳定取向{225}〈554〉在取向空间内与取向{001}〈110〉和{111}〈112〉基本上是等距离的，约为绕横向转 ±30°。同理，D、E 四个滑移系的交替开动造成了晶粒取向在{110}〈001〉($\Phi=90°$)附近的稳定。同时，取向{011}〈100〉在取向空间内与等价的两个{111}〈112〉取向(参见图 2-16)也是等距离的，即为绕横向转大约 ±30°。

高 $\Delta d/d$ 轧制变形时铝板不仅承受通常板法向的压应力和轧向的拉应力，而且同时会承受附加的剪切应力[图 2-28(b)]。分析图 2-33(a)可知，根据晶粒取向相对于轧向的方位，附加的剪切应力会促成晶粒变形过程的两种取向变化。一方面它会促使 C 滑移系过多开动而造成晶粒取向转向低 Φ 角处，以至引起 A 滑移系猛然开动并使晶粒取向到达{001}〈110〉。若在另一方向上则会促使 B 滑移系过多开动而造成晶粒取向转向高 Φ 角处，以至引起 D 滑移系猛然开动并使晶粒取向很快到达{111}〈112〉。在取向{001}〈110〉和{111}〈112〉附近，由于引起晶粒取向在变形过程中向不同方向转动的滑移系的取向因子相同，使得取向{001}〈110〉和{111}〈112〉产生了一定的稳定性，这就形成了实际观察到的剪切织构。同样的分析作用于取向{011}〈100〉时，则会得到取向{111}〈112〉的稳定性[参见 2-33(a)]。进一步分析表明，大压下量不均匀轧制时其他正常织构组分也会发生类似的分解现象。类似的分析过程也同样适用于 Fe-28Al-2Cr 合金板的高 $\Delta d/d$ 不均匀轧制[参考图 2-33(b)]。

基于上述对铝板不均匀轧制过程的分析，将图 2-29 铝板中心附近 $s=0.19$ 处正常的{112}〈111〉，{123}〈634〉，{110}〈112〉，{110}〈001〉等各织构组分的 75% 绕横向转 −30°(如{112}〈111〉转至{001}〈110〉附近)，将其 25% 绕横向转 +30°

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

(如{112}〈111〉转至{111}〈112〉附近)。然后根据这些转动的织构组分，借助正态分布模型[28]计算出理论取向分布函数，最后将这一计算出的取向分布函数与轧制铝板表面附近 $s=0.94$ 处的织构比较。图 2-34 给出了轧板 $s=0.94$ 处的取向分布函数〔图 2-34(a)〕及由 $s=0.19$ 处织构如上转动 ±30°后计算出来的取向分布函数的〔图 2-34(b)〕。由图 2-34 的比较可见二者非常一致，这说明上述分析基本合理。



(a) $s=0.94$ 处织构　　(b) $s=0.19$ 处织构绕横向转 ±30°后的织构

图 2-34　铝板不均匀变形织构的模拟计算

观察图 2-32(a)可以发现，s 值升高时织构{225}〈554〉并没有移向{001}〈110〉，而是在{225}〈554〉原位减少的同时晶粒取向密度在{001}〈110〉附近原位增强。这种现象应该与塑性变形的晶体学原理相关。当图 2-28(c)所示的 θ 角比较小时，图 2-33(a)中的 B、C 滑移系仍然在开动，因此{225}〈554〉仍可以是稳定的取向，金属呈均匀变形现象。只有不断提高 $\Delta d/d$ 使 θ 角高到一定程度，促使一部分晶粒中的 C 滑移系过多开动而引起 A 滑移系开动时，晶粒取向才会在{001}〈110〉附近聚集。所以晶粒取向一般不会在{225}〈554〉和{001}〈110〉之间滞留。根据这一原理，高 θ 角变形时参照图 2-28(c)将轧板绕横向转相应 θ 角，测量其主应力状态下的织构，就应该得到正常的轧制织构。

§2-4　再结晶织构

一、金属的再结晶

金属冷变形之后，变形组织结构中存在着以位错为主的晶体缺陷，这使变形

金属内保留了一定的能量，称为储存能，它是再结晶的驱动力。通常，塑性良好的非变形状态金属内的位错密度约为 $10^{10}/m^2$；而高变形状态金属内的位错密度为 $10^{16}/m^2$。也就是说，当晶界在再结晶过程中扫过变形晶体内某一区域时，这一区域内的位错密度会从 $10^{16}/m^2$ 降至 $10^{10}/m^2$，即降至大约原来位错密度的百万分之一。高位错和其他缺陷密度使冷变形金属处于不稳定状态。再结晶可以降低变形金属的缺陷密度，因而是一个不可逆过程。金属在再结晶加热过程中往往要经历一个回复阶段，然后才会进行再结晶转变。再结晶通常包括再结晶晶核的形成，以及涉及大角度晶界的迁移的晶核生长过程。再结晶的这种晶核生长进行到新生成的晶粒互相接触，完全或基本上取代了高缺陷密度的变形基体为止，即金属材料由低缺陷密度的晶粒组成。再结晶是冷变形金属在加热的条件下生成一种全新的组织结构的过程，通常被称作初次再结晶。

在冷变形金属的加热过程中，有时也可以观察到完全不同的另一种生成全新组织结构的过程，尤其在冷变形量极高的情况下或当晶界迁移过程受到诸如析出物等障碍极强的阻碍时，金属中也可能只发生极强的特殊回复过程。在这种回复过程中，不仅生成了通常的小角度晶界，而且也会生成大角度晶界。此时尽管没有发生大角度晶界的迁移，但也生成了全新的组织结构。因此这一过程被称为原位再结晶。同其他回复过程一样当发生原位再结晶时，金属组织结构的各个地方同时发生变化，在一些情况下原位再结晶也被称为连续再结晶。

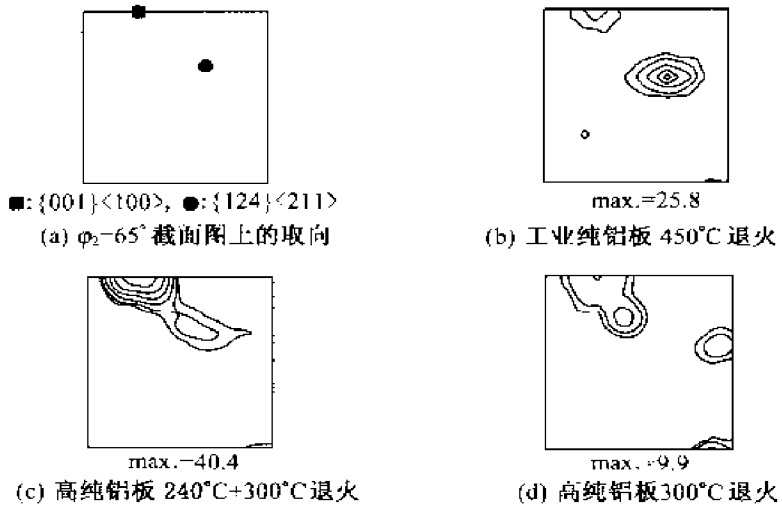
二、金属再结晶织构

如上所述，金属的再结晶是一个生核及核长大的过程。核在什么取向位置生成以及哪些核能够最终长大不仅很大程度上受到冷变形金属的化学成分、变形量和随后加热工艺条件的影响，而且尤其要受到变形晶粒取向的影响。因此，再结晶后的多晶材料内往往会生成再结晶织构。取向分布函数法问世以来，使得人们可以对复杂的再结晶进行更为精确、细致的观察分析。

图 2-35[29]给出了纯铝冷轧 95% 并退火后的再结晶织构。根据织构特征，图 2-35 选取了取向分布函数的 $\varphi_2 = 65°$截面。从图 2-35(b)所表示的工业纯铝板(99.9%Al)退火织构中可以看出立方织构组分较少而 R 织构组分较多。图 2-35(c)和 2-35(d)均是 95%冷轧高纯铝板(99.998%Al)的再结晶织构，所不同的是图 2-35(c)中所示的铝板在再结晶退火之前作了一次 240℃的回复处理，回复处理过程中铝板没有发生再结晶。如图 2-35(c)、(d)所示，二者显示出了不同的再结晶织构。表 2-3 给出了图 2-35 所示三种铝板的再结晶织构组分分析。

一般来说，高变形量的冷轧铝板退火后主要生成两种再结晶织构组分，即立方与 R 织构{124}〈211〉组分。这两个织构组分的多少与铝板的纯度有很大关系。尤其纯铝中常规的杂质元素铁的含量对立方与 R 织构组分有十分重要的影响。图 2-36 给出了纯铝中不同铁含量和退火温度对立方织构组分含量的影响[30]。由

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载



(a) φ_2=65°截面图上的取向　(b) 工业纯铝板 450°C 退火

(c) 高纯铝板 240°C+300°C退火　(d) 高纯铝板300°C退火

图 2-35　纯铝冷轧 95% 并退火后的再结晶织构

(ODF 中 φ_2 = 65°截面图，密度水平：2, 4, 8, 14, 22)

表 2-3　纯铝板退火后的再结晶织构组分定量分析(%)

织构组分	工业纯铝板[图 2-35(b)]	高纯铝板[图 2-35(c)]	高纯铝板[图 2-35(d)]
{001}⟨100⟩	3	54	12
{124}⟨211⟩	42	26	
{011}⟨611⟩			8
{013}⟨100⟩			6
{149}⟨511⟩			15
{225}⟨554⟩	21		8
{239}⟨311⟩			10
{269}⟨354⟩			23

表 2-3 所示的结果可知铝纯度的提高有利于立方织构的生成[图 2-35(b)、(c)]。工业纯铝板主要的再结晶织构是{124}⟨211⟩和{225}⟨554⟩(表 2-3)。这两个织构组分和冷轧织构组分十分相似，因此可以推断相应再结晶过程中发生了一定的原位再结晶[31]，以至再结晶织构继承了冷轧晶粒的取向。一般来说，冷轧高纯铝板在其再结晶过程中容易生成很强的立方织构。但铝是高层错能面心立方金属，冷变形后的回复处理可明显降低缺陷密度及相应的再结晶驱动力，进而使随后再结晶以比较慢的速度进行。如果冷轧后不作回复处理，则会使冷轧板保持很高的再结晶驱动力，因而使各种取向的再结晶核均可以快速生长，并导致再结晶织构组分的多样化[29][参见图 2-35(d)、表 2-3]，同时立方织构组分也会失去其通常具备的增长优势[32]。

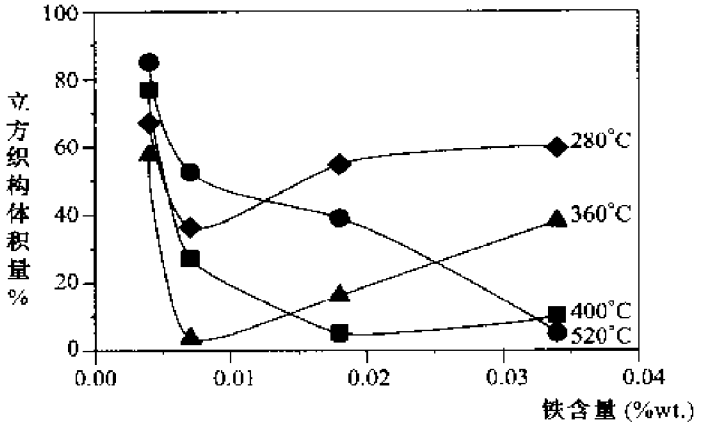


图 2-36　含铁量及退火温度对纯铝板中立方织构量的影响

纯铜板中的再结晶织构与铝板有很多相似之处，以立方织构和 R 织构为主。而在 Cu-1%P 合金板的再结晶织构却以戈斯织构和铜型织构为主[33]。纯铜与 Cu-1%P 合金再结晶织构的这种差别与它们不同的层错能、变形机制以及由此所造成的不同变形织构密切相关。图 2-37 给出了一系列 95%冷轧并退火后的 Cu-Zn 合金板再结晶织构组分的定量分析结果[33]。可以看出，随着铜板中含锌量的增加，再结晶织构中立方与 R 织构组分量逐渐减少，同时{236}〈385〉型织构组分量却相应增加。织构组分与含锌量的这种对应关系也与变形机制及变形织构的相应变化有关。

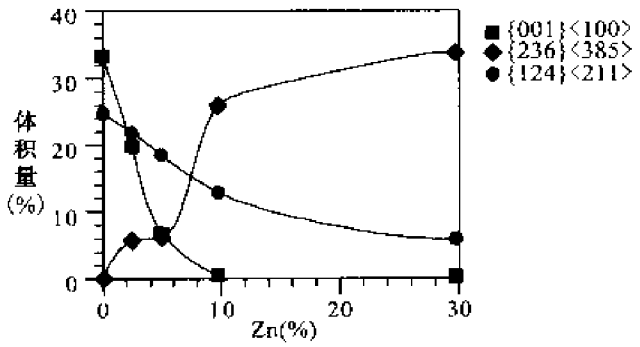


图 2-37　锌含量对 Cu-Zn 合金板再结晶织构组分的影响

在其他各种类型的金属材料中也常常会观察到再结晶织构。无间隙原子钢是一种新型的超深冲钢。这种钢的杂质元素含量很低，尤其是间隙原子的含量仅有几十个 ppm，因而再结晶后可以获得很强的{111}纤维织构。这种织构的存在使得钢板具有优良的超深冲性能。钛是工业中常用的六方系金属。冷轧钛板再结晶

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

后也会出现很强的再结晶织构。70%～90%冷轧工业纯钛板(99.85%Ti)中的再结晶织构[34]主要表现为$(02\bar{2}5)[2\bar{1}\ \bar{1}0]$和$(\bar{1}2\bar{1}5)[10\bar{1}0]$附近的织构组分。这些织构组分的生成与再结晶时变形晶粒和再结晶晶粒间某些特定的取向关系有一定联系。锡是一种四方系金属。冷变形锡在室温即可发生再结晶。75%冷轧纯锡板(99.99%Sn)在室温保持24小时之后可观测到的再结晶织构为$(331)[11\bar{6}]$及某种纤维织构组分[35]。这类织构的形成原因和准确的取向位置尚有待于进一步深入研究。有关的各种工业金属材料的织构及各向异性问题将在第三、四章中详细讨论。

三、再结晶的定向生核理论及其相应织构的实际观察

金属在再结晶过程中其再结晶核必须与周围环境有足够大的取向差才会自发生长。足够大的取向差意味着再结晶核与环境之间的晶界为可动性较好的大角度晶界。因此亚晶生长形核时亚晶界必须转变成大角度晶界才容易自发长大。另一方面，再结晶是冷变形后的热处理过程，所以再结晶总是与冷变形密切相关。

在塑性变形过程中各晶粒的取向会在取向空间内沿不同的轨迹转动。总体上来说，晶粒取向会从不稳定取向区(称为离散区)转向稳定取向区(称为聚集区)[36]。在向稳定取向区的转动过程中，晶粒取向会在一些取向区(称为零离散区)稳定流动[36]，即许多晶粒取向先不断地从离散区向零离散区汇聚，然后再转向稳定的聚集区。晶粒取向在流动过程中会沿转动轨迹遗留下一些未继续转动的变形晶体亚结构，进而在取向空间的变形轨迹上造成取向梯度。另一方面，一个晶粒内各个部位往往也会同时发生不同方向的转动，这也会在晶体内造成点阵弯曲和取向梯度。当离散区内晶体在变形过程中分裂成两部分，分别移到两个不同的稳定区时，这些残留而未继续转动的小晶体会断续地将两部分取向稳定的晶体以过渡带的形式连接起来。过渡带内晶体的取向不断变化，呈现一定的取向梯度。在变形过程中离散区内的晶体会迅速转动而离开离散区，从而在过渡带内造成较大的取向梯度。晶体取向接近聚集区的过程即是晶体取向在稳定取向附近的聚集的过程，因此随着晶体取向的聚集，晶体转动的速度往往会逐渐减慢，使得过渡带内相应部分的取向梯度降低。

在变形金属再结晶的开始阶段，变形基体会出现某种经回复造成的低缺陷密度的亚结构，并成为潜在的再结晶核。如果这些亚结构的取向在聚集区附近，则亚结构与变形基体之间的晶界不是可动性较高的大角度晶界，不易作为再结晶核而长大，因为这里的取向梯度小。如果这些亚结构的取向位于上述过渡带内的离散区附近，则亚结构附近的取向梯度较大，亚结构与变形基体取向差大，因而可形成可动性较高的大角度晶界。这样的亚结构可以很快转变成再结晶核。这种再结晶核的生长决定了随后的再结晶过程及相应的再结晶织构。这就是定向形核理论的基本思想。

基于上述理论，Ridha 和 Hutchinson 在 90% 冷轧纯铜的亚结构中找到了相应的过渡带组织[37]。将冷轧铜在 100℃ 退火并观察相应过渡带中亚结构的转变。结果发现，在过渡带的环境中优先回复并长大的亚结构具有冷轧不稳定的立方取向。在随后的 300℃ 再结晶处理之后铜板内出现了很强的立方织构[37]，由此定向形核理论从根本上得到了实验证实并受到了普遍的接受和认可。

分析表明，面心立方金属冷轧变形过程中{001}〈100〉取向位于离散区内，{011}〈211〉位于聚集区内。同时{011}〈100〉相对于{001}〈100〉是聚集区内取向，而相对于{011}〈211〉则是离散区内取向。图 2-38(a)给出了冷轧变形时取向分布函数 $\varphi_2=0°$ 截面内晶粒取向转动的轨迹(图中用箭头表示)。其中由于取向空间的对称性，轧制变形使得取向{001}〈100〉可以向(011)[100]和(01$\bar{1}$)[100]两个子取向转动，使得取向{011}〈100〉可以向(011)[21$\bar{1}$]和(011)[2$\bar{1}$1]两个子取向转动，因此在稳定取向之间会建立起相应的过渡带结构。根据这一分析，在 Al-0.01% Ti 合金 95% 冷轧板的退火过程中观察到了定向形核所决定的再结晶过程[38]。图 2-38(b)～(f)给出了 Al-0.01% Ti 合金变形与再结晶过程中取向分布函数的 $\varphi_2=0°$ 截面图。合金冷变形之前晶粒取向聚集于{011}〈100〉附近〔图 2-38(b)〕，这些取向在冷轧过程中会移向取向{011}〈211〉。将冷轧样品在 300℃ 作再结晶退火可以发现，再结晶织构与冷轧前的初始织构有密切的关系。初始织构中有较强的

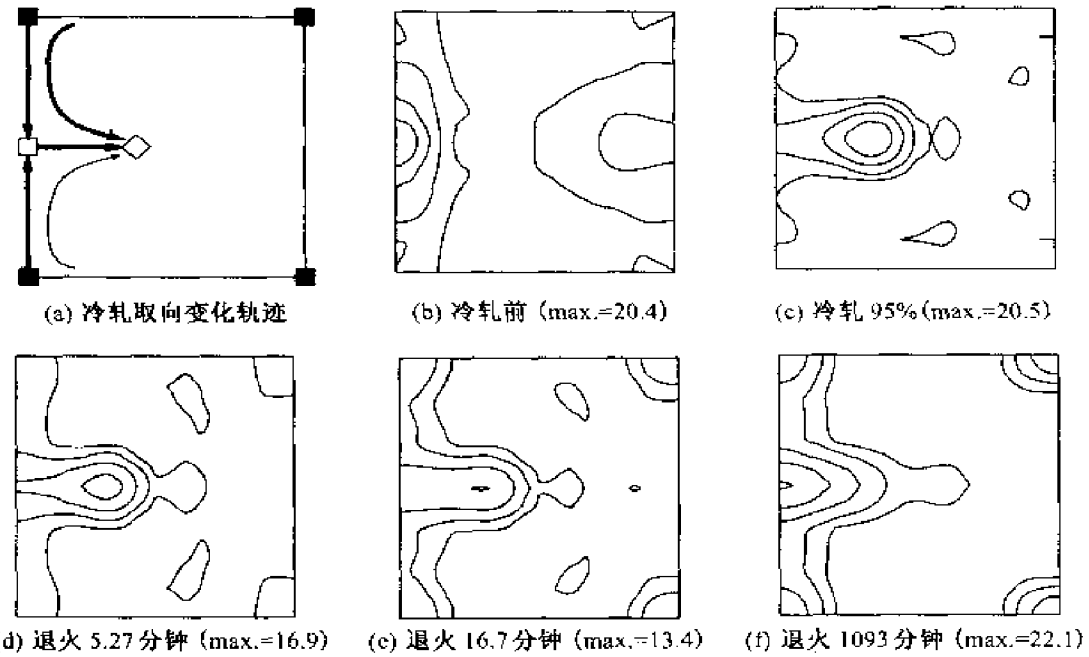


图 2-38　Al-0.01% Ti 合金冷轧及 300℃ 退火过程中晶粒取向的变化
(密度水平：1, 3, 7, 13, 21)
■：{001}〈100〉，□：{011}〈100〉，◇：{011}〈211〉

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

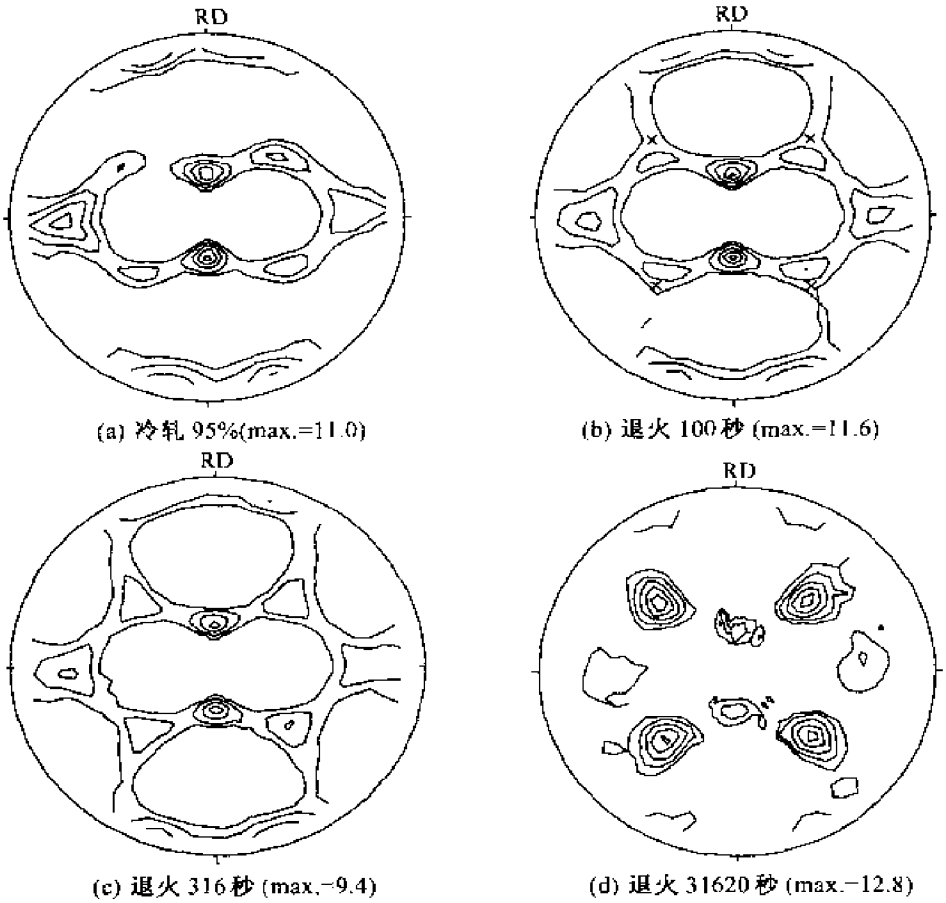
{011}〈100〉织构，退火后这个织构又成为主要再结晶织构〔图 2-38(f)〕，因为初始织构{011}〈100〉正好位于图 2-38(a)所预言的过渡带中。再结晶后立方织构的出现〔图 2-38(f)〕应该也是出于同样的原因。由此可以看出冷轧前晶粒取向分布对再结晶过程的重要影响。这里再结晶形核对再结晶织构起了重要的决定作用。另外，除了高的取向梯度外，过渡带中{001}〈100〉和{011}〈100〉等高对称性再结晶织构更明显的增长优势也可能与相应取向亚结构更高的回复倾向有关。

定向形核理论使得人们更明确地了解了许多金属材料中再结晶织构的形成过程。但由于实际金属再结晶过程的复杂性，在很多情况下定向形核并不是再结晶的主要过程。即使是定向形核效应比较明显的金属材料中也可能同时出现其他机制控制的再结晶过程。

四、再结晶的选择生长理论及其相应织构的实际观察

选择生长理论主要建立在大量的统计实验结果的基础上。Ibe 等人通过对数百个面心立方和体心立方单晶金属的变形和再结晶的系统性实验，总结出了晶粒选择生长的规律[39,40]。根据实验结果及其他一些实验观测可以如下归结立方系金属材料的选择生长现象。再结晶核的生长速率与它们的取向有关，当变形基体与生长着的再结晶核之间有某种特定的取向关系时这一生长速率达到最大值。在面心立方金属中这一取向关系表现为一晶体绕其〈111〉轴转大约 40°而达到另一晶体的取向位置，或称 40°〈111〉关系。在体心立方金属中这一取向关系表现为一晶体其绕〈110〉轴转大约 27°或 84°而达到另一晶体的取向位置。随后在多晶体内人们也发现了选择生长现象[41]。

{124}〈211〉织构和{001}〈100〉织构是高纯铝板中最重要的再结晶织构，它们与主要的冷轧织构{123}〈634〉均有近似的 40°〈111〉转动关系。图 2-39 给出了 95%冷轧高纯铝板(99.998%Al)300℃ 再结晶退火时，对织构变化过程的观察结果[32]。95%冷轧后高纯铝板内有 65%的{123}〈634〉织构〔图 2-39(a)〕。在再结晶初期的形核长大阶段，许多不同取向的晶核得以生成并长大。图 2-39(b)所示极图原冷轧极密度高峰间的窄小低密度带即表示出新生长出来的再结晶晶粒的取向，其中包括{001}〈100〉取向(图中×号位置)。随着再结晶过程进行，各个晶粒均在长大，相应的极图密度也在增强〔图 2-39(c)〕，但{001}〈100〉取向密度的增长速度明显高于其他取向，表明不同取向晶粒竞争生长时{001}〈100〉取向晶粒明显的生长优势。再结晶进入最后阶段时，由于{001}〈100〉取向晶粒在选择生长中的优势压制了其他晶粒的生长，从而使得{001}〈100〉成为最主要的再结晶织构；再结晶初期形成的许多晶粒甚至被较大的{001}〈100〉取向晶粒所吞并，因而造成相应极图密度的下降〔图 2-39(d)〕。分析表明，{124}〈211〉织构的形成过程也有类似的经历[32]。再结晶后铝板内有近 70%的{001}〈100〉织构和 20%以上的{124}〈211〉织构[32]。上述过程与选择生长理论所描述的基本一致。



(a) 冷轧 95%(max.=11.0)　(b) 退火 100 秒 (max.=11.6)

(c) 退火 316 秒 (max.=9.4)　(d) 退火 31620 秒 (max.=12.8)

图 2-39　95% 冷轧高纯铝板 300℃ 退火过程中织构的变化
({111}极图，密度水平：1, 2, 4, 7, 10)

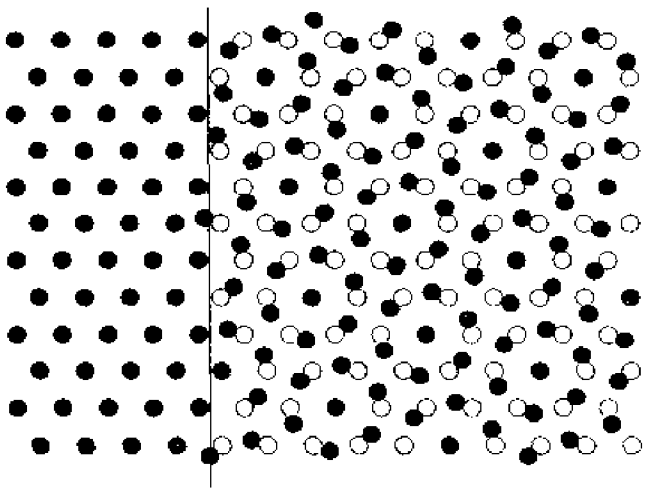


图 2-40　面心立方金属快速迁移界面附近的原子结构

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

可以通过一定的原子模型来解释选择生长的物理原因[42]。当面心立方金属两晶粒具备选择生长理论所归纳出的 40°〈111〉取向关系时，晶粒间晶界附近原子的排列大致如图 2-40 所示，竖线表示晶界位置。若一晶粒的原子(竖线右侧黑点)跳到另一晶粒(竖线左侧)原子点阵的延伸部位(竖线右侧白圈)时，晶界就会向右迁移。分析原子跳动的细致过程可以发现，40°〈111〉取向关系所造成的晶界具有最快的迁移速度[42]。

§2-5 二次再结晶织构

一、金属的二次再结晶

一切金属多晶体的加热过程都包含晶粒长大过程，而晶粒长大必然会影响到金属材料化学、物理、力学等各种性能一系列的变化。晶粒长大通常指无应变多晶体在加热过程中晶粒尺寸逐步增大的现象，晶粒长大也可以是初次再结晶的后续过程。初次再结晶完成后晶粒后续长大的驱动力主要是晶界能，同时多晶体的表面能和晶粒内部残留的少量应变能也可以成为驱动力的一部分。在一些情况下，多数晶粒在加热过程中的正常长大会因某种原因受到阻碍，而出现仅有少数晶粒能够长大的异常现象。晶粒的这种异常长大现象通常被称为二次再结晶，或非连续晶粒长大。在这里少数能够长大的晶粒称为二次晶粒，而多数长大受阻而最终被二次晶粒吞噬的晶粒称为基体。阻碍晶粒正常长大并诱发二次再结晶的原因主要有三个：多晶材料的表面、第二相粒子和织构[29]。

当多晶材料比较薄，在各种界面中表面积占的比例较大的时候，表面能的减小就会控制晶粒长大过程。这时只有表面能小的那些晶粒可以长大，而多数表面能比较高的晶粒将会被吞噬，可以想像出这种二次再结晶过程会造成明显的二次再结晶织构。

为保证细晶组织、提高力学性能，许多工业材料通过合金化的方法加入第二相粒子以防止晶粒粗化。在正常的晶粒长大过程中由于晶界曲率的作用，大尺寸的晶粒往往有更大的生长动力，而小尺寸的晶粒则有更大的收缩动力。第二相粒子存在虽然整体上阻碍了晶界的迁移和晶粒尺寸的变动，但与多数接近平均尺寸的晶粒相比，大尺寸晶粒和小尺寸晶粒的边界均有更大的克服阻力而迁移的可能。当晶粒尺寸大于某一上临界尺寸时就有可能克服第二相粒子阻碍而长大，而当晶粒尺寸小于某一下临界尺寸时就有可能克服第二相粒子阻碍而缩小。在加热过程中随着晶粒平均尺寸的缓慢增长和驱动力的下降，晶粒长大的上临界尺寸以更快的速度上升，从而造成只有更少的晶粒大于上临界尺寸并得以继续长大，因此造成了晶粒的异常长大。另一方面，如果第二相粒子阻碍了所有晶粒的生长，在持续的加热过程中第二相粒子也可能发生聚并长大，从而降低了阻碍晶粒长大的上临界尺寸，使得少数大尺寸晶粒在其他晶粒不能长大的情况下能够迅速生长并导致二

次再结晶现象。根据多晶材料前面的加工工序和相应取向分布的变化过程，第二相粒子诱发的晶粒异常长大也可能导致某种二次再结晶织构。

如果原始多晶体中存在着很强的单一织构组分，而只有较弱的其他织构组分，则强织构组分内的晶粒通常与同样织构组分内的其他晶粒相临接。同一高对称性织构组分内各晶粒的取向差常常会比较小，即这些相临接晶粒的晶界多是小角度晶界而不易迁移，因此造成强织构组分内的晶粒很难长大，其晶粒尺寸往往处于相对稳定的状态。与之相反，弱织构组分内的少数晶粒也往往与强织构组分内的晶粒相临接。由于相应的晶粒取向差较大，晶界通常是大角度晶界并具有较高的界面能和迁移率。如果这些晶粒的尺寸很小，则会在加热过程中很快消失。假如某种弱织构组分的晶粒数目很少且尺寸很大，则这些晶粒会成为二次晶粒而迅速生长，并导致晶粒的异常长大。这时多晶体内通常也会出现二次再结晶织构，这种织构往往与初次再结晶前的变形织构有一定联系，而完全不同于初次再结晶织构。

二、金属中的二次再结晶织构

许多金属薄板的生产均需利用表面诱发二次再结晶的原理制备出织构锋锐的板材。最为典型的实例就是冷轧取向电工硅钢和高压电解电容器铝箔。冷轧取向硅钢是利用 Fe-Si 合金{011}晶面作表面时能量较低的性质，对其作二次再结晶处理，使之生成近乎 100％的{011}〈100〉织构。高压电解电容器铝箔则是利用高纯铝{001}晶面作表面时能量较低的性质，对其作二次再结晶处理，使之生成近乎 100％的{001}〈100〉织构。有关这两种薄板材的细节将在第三章中讨论。

冷变形金属退火时会发生再结晶过程，从而生成再结晶织构。如果对其继续作高温加热，则再结晶织构有可能诱发二次再结晶。通常冷轧 Cu-Zn 合金板中有

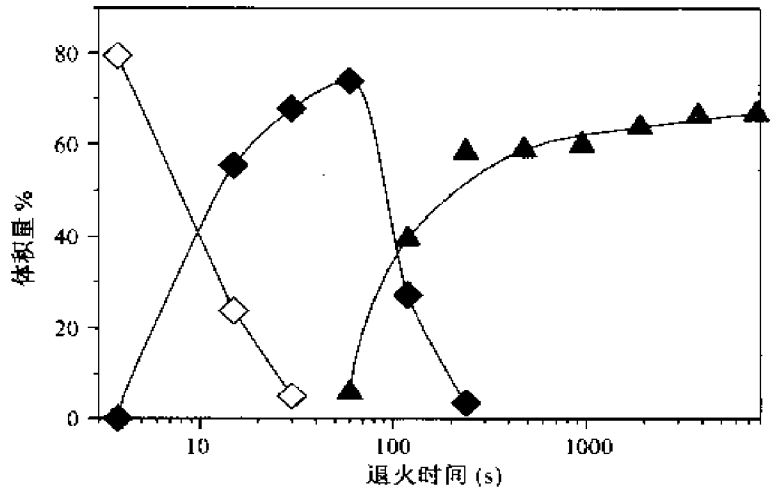
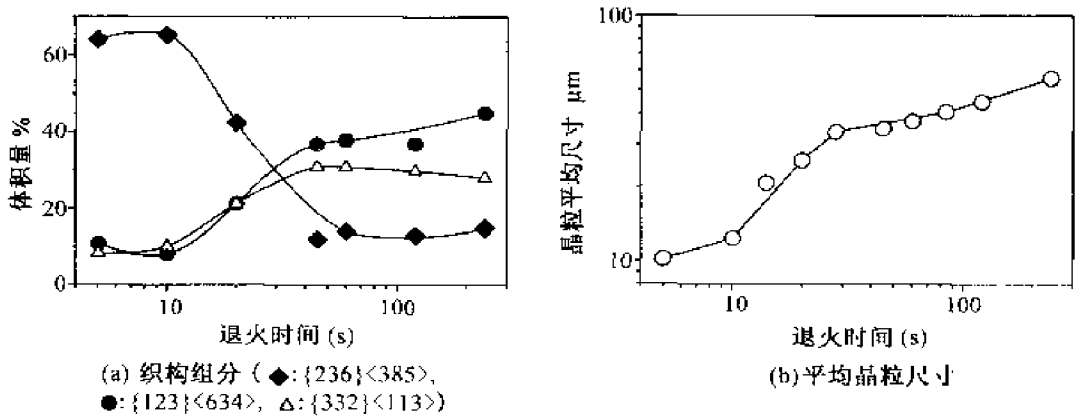


图 2-41　95％冷轧 Cu-30％Zn 合金板 800℃退火时织构的变化

◇：{011}〈211〉，　◆：{236}〈385〉，　▲：{197}〈211〉

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

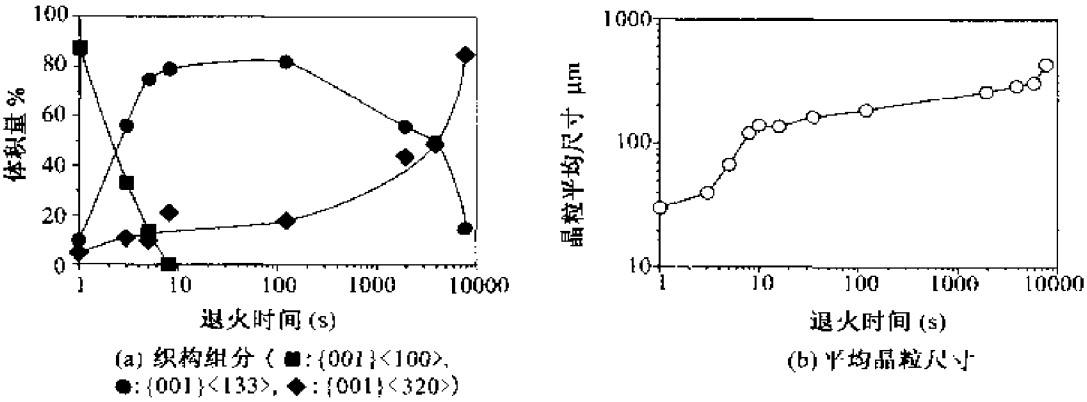
很强的{011}〈211〉织构[9](参见图 2-15),再结晶退火后冷轧织构消失,同时生成很强的{236}〈385〉织构[33](参见图 2-37)。在进一步的退火加热过程中,{236}〈385〉织构会诱发二次再结晶。如图 2-41 所示[43],在 95% 冷轧 Cu-30%Zn 合金板 800℃退火过程中轧制织构{011}〈211〉逐渐消失,当{236}〈385〉织构体积量接近最高值时初次再结晶基本完成。随后接近 80% 的强{236}〈385〉织构诱发了二次再结晶,并生成了很强的{197}〈211〉二次再结晶织构,同时{236}〈385〉逐步消失。Eichelkraut对 95%冷轧 Cu-20%Zn 合金板 800℃二次再结晶行为进行了研究。结果发现[44],在{236}〈385〉织构减弱的同时二次再结晶造成了两个织构组分的增长[图 2-42(a)],即{123}〈634〉和{332}〈113〉。在退火 10 至 30 秒期间二次再结晶转变迅速进展,同时也伴随晶粒尺寸增长速率明显加大[图 2-42(b)]。



(a) 织构组分 (◆:{236}〈385〉, ●:{123}〈634〉, △:{332}〈113〉)　(b)平均晶粒尺寸

图 2-42　95%冷轧 Cu-20%Zn 合金板 800℃退火时织构及晶粒尺寸的变化

Eichelkraut 还通过较长时间退火研究了 95%冷轧 Al-1%Mn 合金的二次再结晶行为[44]。在 620℃退火 1 秒后初次再结晶完成;与通常的高纯铝合金相似,合金板内生成了很强的立方织构,体积量达 87%。在随后继续加热过程中,轧板内



(a) 织构组分 (■:{001}〈100〉, ●:{001}〈133〉, ◆:{001}〈320〉)　(b) 平均晶粒尺寸

图 2-43　95%冷轧 Al-1%Mn 合金板 620℃退火时织构及晶粒尺寸的变化

发生了两个周期的二次再结晶。第一周期中{011}〈133〉织构取代了立方织构，第二周期中{001}〈320〉织构取代了{011}〈133〉织构〔图 2-43(a)〕。同时，晶粒尺寸的增长速率也出现了两次明显增大的现象〔图 2-43(b)〕。

三、二次再结晶织构与晶粒异常生长

赵新兵对 95%冷轧 Al-3%Mg 合金板的二次再结晶行为作了更为细致的研究[45,46]。95%冷轧后 Al-3%Mg 合金板内生成了通常的{011}〈211〉、{112}〈111〉和{123}〈634〉等冷轧织构〔图 2-44(b)，参见图 1-8〕。其中{123}〈634〉占 40%以上。300℃ 200 秒退火后，初次再结晶完成，再结晶织构以立方织构为主，体积量约 60%；其次还有约 15%的{124}〈211〉织构组分〔图 2-44(c)〕。将轧板在 300℃加热 600 秒后再在 400℃退火；加热 20 秒后立方织构继续增强〔图 2-44(d)〕。随着退火时间的延长，立方织构逐渐减弱，同时出现了{112}〈132〉和{001}〈490〉织构组分〔如 3500 秒，图 2-44(e)〕。加热 4800 秒以后二次再结晶基本完成，立方织构消失；轧板内只剩下很强的{112}〈132〉和{001}〈490〉织构〔图 2-44(f)〕。

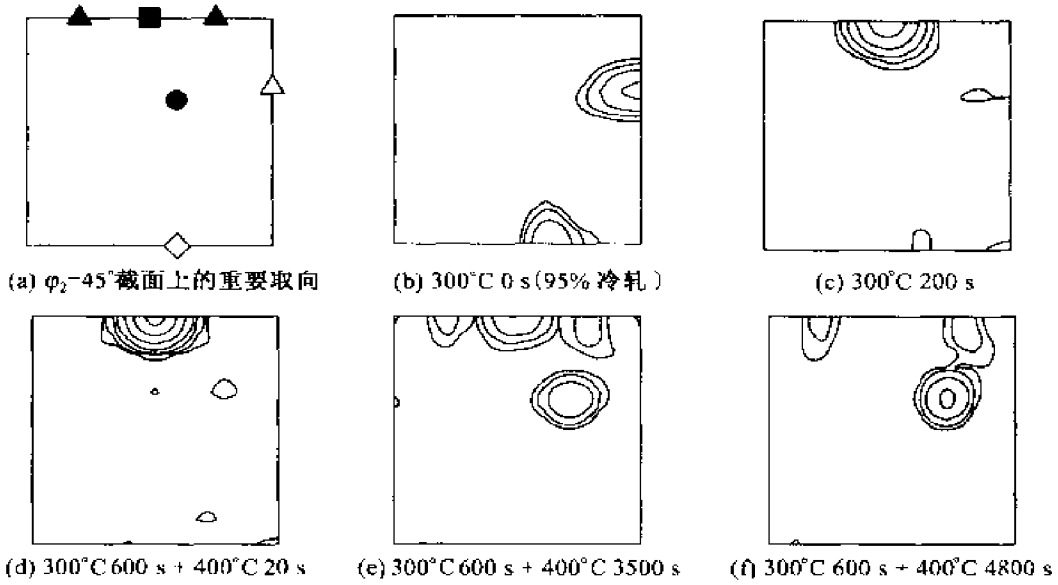


图 2-44　95%冷轧 Al-3%Mg 合金板退火时取向分布函数 φ_2=45°截面的变化

■：{001}〈100〉，▲：{001}〈490〉，●：{112}〈132〉，◇：{011}〈211〉，△：{112}〈111〉

图 2-45(a)给出了二次再结晶过程中织构组分的变化。如果把{112}〈132〉与{001}〈490〉看成是一个织构组分，则二次再结晶即是{112}〈132〉和{001}〈490〉织构取代立方织构的过程。初次再结晶完成后{112}〈132〉和{001}〈490〉织构组分的晶粒平均尺寸小于立方织构组分晶粒的平均尺寸，立方取向晶粒在尺寸上有长大的优势且与{112}〈132〉和{001}〈490〉取向晶粒有大角度晶界，因此在 400℃退火

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

的初期立方织构量继续有所增加，而{112}〈132〉和{001}〈490〉织构却在减少。但是，立方织构体积量毕竟达到90%，立方取向晶粒已互相接触并形成不易迁移的小角度晶界，所以立方取向晶粒生长的速度很慢〔图2-45(b)〕。{112}〈132〉和{001}〈490〉取向晶粒的平均尺寸虽然很低，许多晶粒会被立方取向的晶粒吞噬。但是总会有一些{112}〈132〉和{001}〈490〉取向晶粒，其尺寸大于平均尺寸而又刚好与小尺寸立方取向或其他取向的晶粒邻接，并因此得以借助大角度晶界迁移而快速长大。由图2-45(a)、(b)可以分析出，许多{112}〈132〉和{001}〈490〉取向晶粒被吞噬，并造成织构组分体积量下降，但剩余的却是较大尺寸的{112}〈132〉和{001}〈490〉取向晶粒，进而导致剩余晶粒平均尺寸迅速增大。同时，立方取向晶粒尺寸相对的稳定性或很缓慢的生长更加速了剩余{112}〈132〉和{001}〈490〉取向晶粒因尺寸上不断增长的优势而快速长大。随着加热时间的延长，剩余{112}〈132〉和{001}〈490〉取向晶粒长大的这种优势越来越明显，进而大量吞噬尺寸相对较小的立方取向晶粒。由此造成了立方取向织构急剧下降，并最终消失，从而完成了二次再结晶过程〔参见图2-44(f)，图2-45〕。

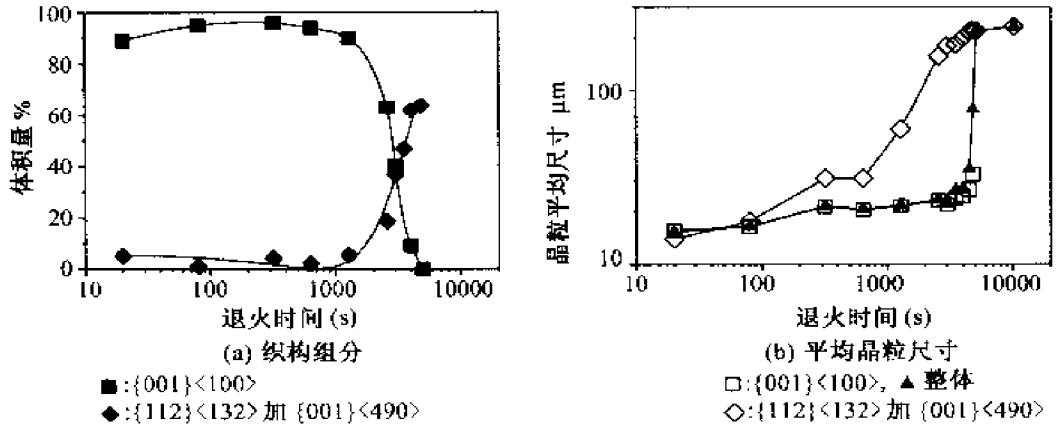


图2-45　95%冷轧Al-3%Mg合金板300℃加热600秒后400℃退火时织构及晶粒尺寸的变化

分析轧板整体晶粒尺寸的变化可以看出〔图2-45(b)〕，在立方织构量占轧板主体的退火加热初期，整体晶粒平均尺寸与立方取向晶粒的基本一致。少量大尺寸{112}〈132〉和{001}〈490〉取向的晶粒不明显影响整体晶粒平均尺寸值。在退火加热后期，整体晶粒平均尺寸迅速接近{112}〈132〉和{001}〈490〉取向晶粒平均尺寸，说明立方取向晶粒正被大量吞噬。最终立方织构的消失，使整体晶粒平均尺寸与{112}〈132〉和{001}〈490〉取向晶粒一致，即轧板内基本为{112}〈132〉和{001}〈490〉取向晶粒。这时轧板内晶粒间多是小角度晶界，因而使随后的晶粒生长明显减缓。晶粒平均尺寸的这种变化与织构组分体积量的相应变化十分吻合〔图

2-45(a)]。由此可以看出织构诱发二次再结晶的典型过程。

§2-6 相变织构

一、金属材料固态相变中的织构转换

在金属材料许多固态相变过程中，相变前后两相往往存在着固定的取向关系。其中最为典型的例子就是合金的马氏体转变。这时如果相变前多晶体内有某种织构，则这种织构会在相变后以特定的形式被继承下来(参见图 1-24 及图 1-25)。

以铁基合金为例(参见图 1-24 和图 1-25)，发生马氏体转变时转变前的奥氏体与转变后的马氏体往往有取向关系$\{111\}_{奥}//\{011\}_{马}$。由于晶体的对称性，奥氏体有四个$\{111\}$类型的面，马氏体也有若干$\{011\}$类型的面，因此原则上在固定取向关系的条件下经相变获得的马氏体仍可能有多种取向变体(variant)。如果考虑实际金属材料发生相变的某些边界条件，如材料的塑性变形经历、马氏体转变温度[47]、温度梯度、转变后的应力状态[48]等，就可以根据相变前的织构并选定具体的取向关系变体(variant selection)，从而计算出相变后的织构。

二、两相合金的相变织构

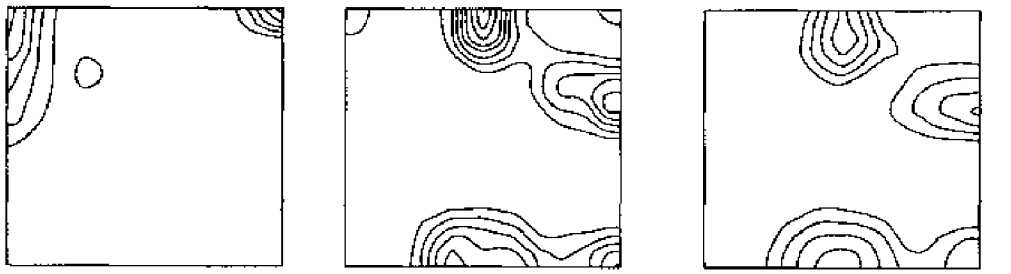
Ti-6%Al-4%V 是一种应用最为广泛的 $\alpha+\beta$ 双相钛合金，可以在 300℃以下使用。这种合金在 1050℃具有单一的体心立方 β 相。Humbert 等人[49,50]将预加工过的 Ti-6%Al-4%V 合金加热到 1050℃，作 38%压缩变形或不作压缩变形，随后以每小时 500℃的速度冷却。利用 EBSP 技术(参见第一章第四节)测量了残余 β 相的织构。测量结果显示，不论高温变形与否，β 相均保存有$\{112\}\langle 110\rangle$和$\{001\}\langle 110\rangle$织构。未热变形金属中$\{112\}\langle 110\rangle$织构更强而$\{001\}\langle 110\rangle$织构更弱。在冷却过程中有 80%的 β 相转变成了密排六方的 α 相。α 相的主要织构是$\{\bar{1}2\bar{1}0\}\langle 10\bar{1}0\rangle$、$\{\bar{1}2\bar{1}0\}\langle 0001\rangle$以及$\{01\bar{1}3\}\langle 0\bar{3}32\rangle$织构。未热变形的合金中$\{01\bar{1}3\}\langle 0\bar{3}32\rangle$织构更强而$\{\bar{1}2\bar{1}0\}\langle 10\bar{1}0\rangle$织构更弱。Humbert 等人[49]的研究发现，α 与 β 相在相变时取向关系的类型符合$(110)_\beta//(0001)_\alpha$及$[\bar{1}1\bar{1}]_\beta//[2\bar{1}\ \bar{1}0]_\alpha$。两相织构取向关系模拟计算的结果表明[49]，无热变形时两相织构关系的计算基本无需考虑变体选择(variant selection)。而 38%的热变形引起合金中$\{112\}\langle 111\rangle$滑移系的开动，增强了两相转变取向关系的变体选择性。例如变体选择使 β 相的$\{001\}\langle 110\rangle$织构更集中转向 α 相的$\{\bar{1}2\bar{1}0\}\langle 10\bar{1}0\rangle$取向，而且二者刚好有取向关系$(110)_\beta//(0001)_\alpha$及$[\bar{1}1\bar{1}]_\beta//[2\bar{1}\ \bar{1}0]_\alpha$。

Ti-10%V-2%Fe-3%Al 是一种以立方 β 相为主的钛合金。Humbert 等人[51]测量了合金轧板的织构，发现有$\{001\}\langle 110\rangle$织构，且其附近的晶粒取向也沿$\langle 110\rangle$平行于轧向的取向线向$\{115\}\langle 110\rangle$方向散布，同时还有一定量的$\{111\}\langle 211\rangle$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

织构。将合金板冷轧 20% 后有 20% 的亚稳 β 相转变成了正交 α'' 相。一般认为，两相取向关系为 $(110)_\beta // (002)_{\alpha''}$ 及 $[11\bar{1}]_\beta // [110]_{\alpha''}$。测量生成的 α'' 相织构发现，相变后的 $\{002\}_{\alpha''}$ 极图与相变前的 $\{110\}_\beta$ 极图十分接近。通过对织构转变的模拟计算可以确认两相之间的上述取向关系[51]。

Cu-40%Zn 合金也是一种两相合金，室温由面心立方 α 相和立方 β 相组成，高温由单一 β 相组成，在加热冷却过程中有 α 与 β 相之间的转变。Davies 等人[52]将经挤压变形的 Cu-40%Zn 合金加热到 870℃ 进入 β 单相区后，以淬火、空冷和炉冷等不同方式冷却到室温，并测量 β 相的织构。结果发现所有 β 相织构均与加热前原始热挤压状态的织构相同。其织构以 $\{001\}\langle 110\rangle$ 为主，且 β 相晶粒在 $\{001\}\langle 110\rangle$ 与 $\{223\}\langle 110\rangle$ 取向之间也有一定的聚集。图 2-46(a)给出了淬火态 β 相的织构(参照图 2-16 中 $\varphi_2 = 45°$ 截面取向位置图)。合金原始热挤压状态含 50% 的 β 相，而淬火处理后含 95% β 相。β 相体积不同而织构相同，说明 α 与 β 相之间的转变与晶粒取向有密切关系。例如，在加热过程中的相变只是原有取向的 β 相晶粒吞噬 α 相晶粒，基本上未生成新取向的 α 晶粒。图 2-46(b)给出了空冷后测得的以魏氏组织形态存在的 α 相织构。织构主要组分是 $\{001\}\langle 100\rangle$，$\{011\}\langle 211\rangle$、$\{011\}\langle 100\rangle$ 和 $\{112\}\langle 111\rangle$。Davies 利用著名的 K-S 关系，即 $\{110\}_\beta // \{111\}_\alpha$ 及 $\langle 111\rangle_\beta // \langle 110\rangle_\alpha$，由 β 相织构计算出了 α 相织构[图 2-46(c)][52]，计算中没有引入变体选择。比较图 2-46(b)与图 2-46(c)可以发现，二者主要特征一致，说明 K-S 关系符合 α 与 β 相之间的相变晶体学关系，而 α 相的织构主要由相变前 β 相的织构决定。



(a) β 相实测织构
密度水平：6, 12, 18, 24, 30

(b) α 相实测织构
密度水平：1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8

(c) α 相模拟织构
密度水平：1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8

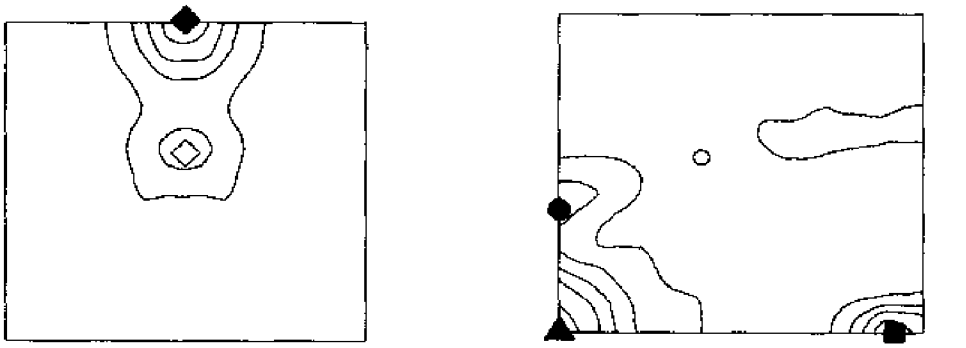
图 2-46　Cu-40%Zn 合金的相变织构($\varphi_2 = 45°$ 截面图)

三、相变引起的单相合金的织构

一些单相合金在高温区会发生固态相变。例如纯铁在 910℃ 会发生 α-Fe 与 γ-Fe 之间的转变，因此室温 α-Fe 的织构会与高温 γ-Fe 的织构有一定的继承关系。在很多情况下金属的高温相并不能保持到室温，因而在室温观测不到高温相的织构。这给相应相变织构的研究带来了一定的困难。借助高温织构测量设备可

以研究此类金属的相变织构。

Cu-14%Zn-8%Al 合金是一形状记忆合金，室温可生成具有单斜晶系对称性的马氏体，115℃～128℃以上则会形成立方 DO_3 结构单相奥氏体相。Dahms 等人[53]研究了经 750℃ 95.5%轧制的 Cu-14%Zn-8%Al 合金的相变织构。在高温奥氏体区测得了奥氏体织构组分主要有{001}〈110〉、{112}〈110〉等[图2-47(a)]。在室温测得马氏体织构组分主要有{021}〈100〉、{010}〈001〉、{015}〈100〉等[图 2-47(b)]。分析表明[53]，两相转变时的晶体学取向关系为 $\Delta\varphi_1 = 4.49°$，$\Delta\Phi = 86.78°$，$\Delta\varphi_2 = 41.97°$。其中，在冷却过程中奥氏体织构组分{001}〈110〉转变成了马氏体织构组分{021}〈100〉和{010}〈001〉，奥氏体织构组分{112}〈110〉转变成了马氏体织构组分{015}〈100〉。



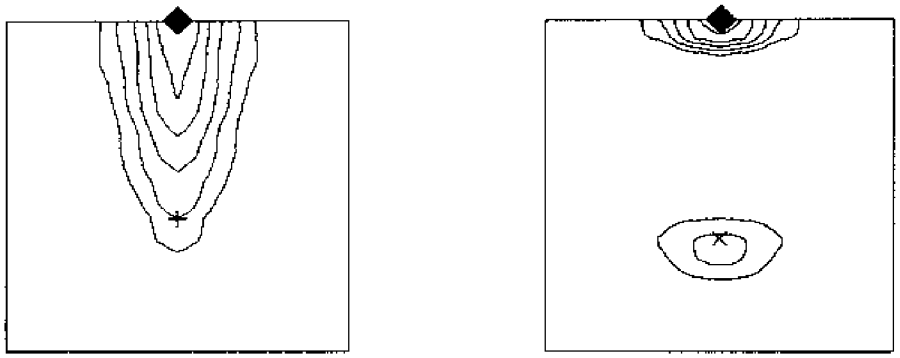
(a) DO_3 结构奥氏体织构（$\varphi_1=0°$ 截面图）　　(b) 单斜晶系马氏体织构（$\varphi_2=0°$ 截面图）

图 2-47　Cu-14%Zn-8%Al 形状记忆合金的相变织构，密度水平：3,9,15,21,27
◆：{001}〈110〉，◇：{112}〈110〉，▲：{021}〈100〉，■：{010}〈001〉，●：{015}〈100〉

Park 等人[54]研究了含钛、铌无间隙原子钢(0.002%C，0.07%Mn，0.008%P，0.007%S，0.03%Al，0.002%N，0.04%Ti，0.013%Nb)的相变织构。在1100℃预热后，以大约30%的道次压下量，在较低的995℃～919℃奥氏体温度范围内分5道次将钢板热轧85.5%，并于620℃卷取。室温测得奥氏体转变成铁素体后轧板中心的织构[图 2-48(a)、(b)][54]。可以看出，铁素体与图 2-21(d)所示88%冷轧工业纯铁板织构相比十分相似，主要由{001}〈110〉、{111}〈110〉和{554}〈225〉等织构组分组成。但是这里铁素体的织构不是直接由轧制变形获得，而是由奥氏体轧制织构转变而来。铁素体中明显的织构，暗示出可能与奥氏体织构有某种特定的取向关系。

面心立方的奥氏体以大约30%的大道次压下量轧制，变形过程应该是很不均匀的，因此轧制后奥氏体板内的织构应该具备图2-32(a)所示的特征。Park等人[54]还在铁素体板上分层测量了相应织构。图2-49是相应的取向分布函数 $\varphi_1 = 90°$，$\Phi = 0°～90°$，$\varphi_2 = 45°$取向线分析；这里反映出的织构不均匀性与图 2-32(b)相

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载



(a) φ_2=0°截面图　　(b) φ_1=90°截面图

图 2-48　含钛、铌无间隙原子钢热轧冷却后铁素体中的织构

◆:{001}⟨110⟩, +:{111}⟨110⟩, ×:{554}⟨225⟩, 密度水平:2,3,4,5,6。

似,与图 2-32(a)相对应。由此可见，不仅在钢板中心部位奥氏体织构与铁素体织构可能有对应关系，而且当织构沿钢板厚度方向变化时，这种对应关系会始终保持不变。

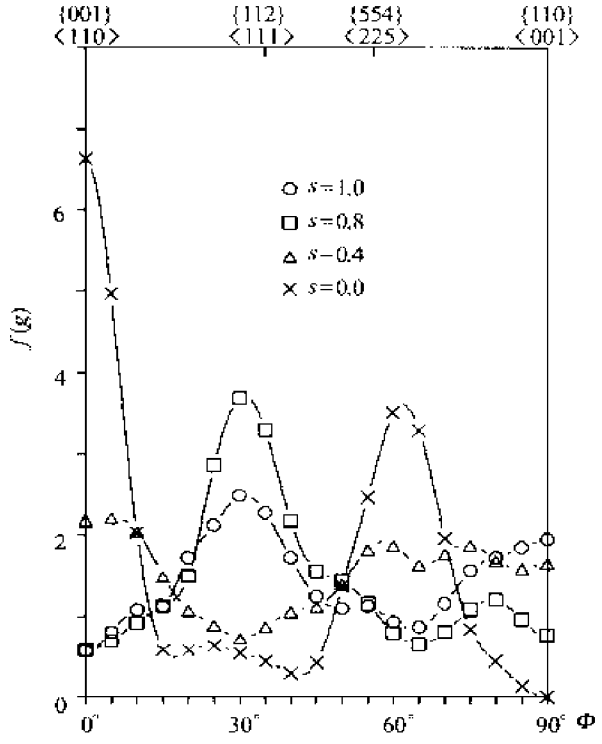


图 2-49　含钛、铌无间隙原子钢热轧冷却后铁素体中的不均匀织构(φ_1=90°, φ_2=45°取向线)

Brückner 等人[55]采用直接测量法，研究了微合金低碳钢(0.065%C, 0.05% Si, 0.99% Mn, 0.042% Al, 0.003% N, 0.027% Cr, 0.006% V, 0.005% Mo, 0.007% Ti, 0.003% Nb)的相变织构。将 90%冷轧钢板在 670℃ 加热 20 小时，以使钢板中的织构与组织稳定化。在室温测得铁素体的织构[图 2-50(a)、(b)]，织构组分主要有{114}〈110〉、{223}〈110〉、{554}〈225〉和少量{001}〈110〉。然后在 950℃ 直接测量了奥氏体的织构[55]，织构组分主要有{011}〈211〉和{225}〈554〉。图 2-50(c)给出了所测奥氏体织构的 $\varphi_2=45°$截面。可以看出，铁素体织构具有明显的体心立方金属轧制织构特征[图 2-50(a)、(b)，并参照图 2-21(d)]；而奥氏体织构也具有较明显的面心立方金属轧制织构特征[图 2-50(c)，并参照图 2-17 和图 2-29(a)]。Brückner 等人[55]还利用 K-S 关系从铁素体织构计算了相变后的奥氏体织构，计算中没有采用变体选择。图 2-50(d)给出了计算结果，与图 2-50(c)比较可以判断出相变前后两种织构之间应该具有较强的 K-S 关系。

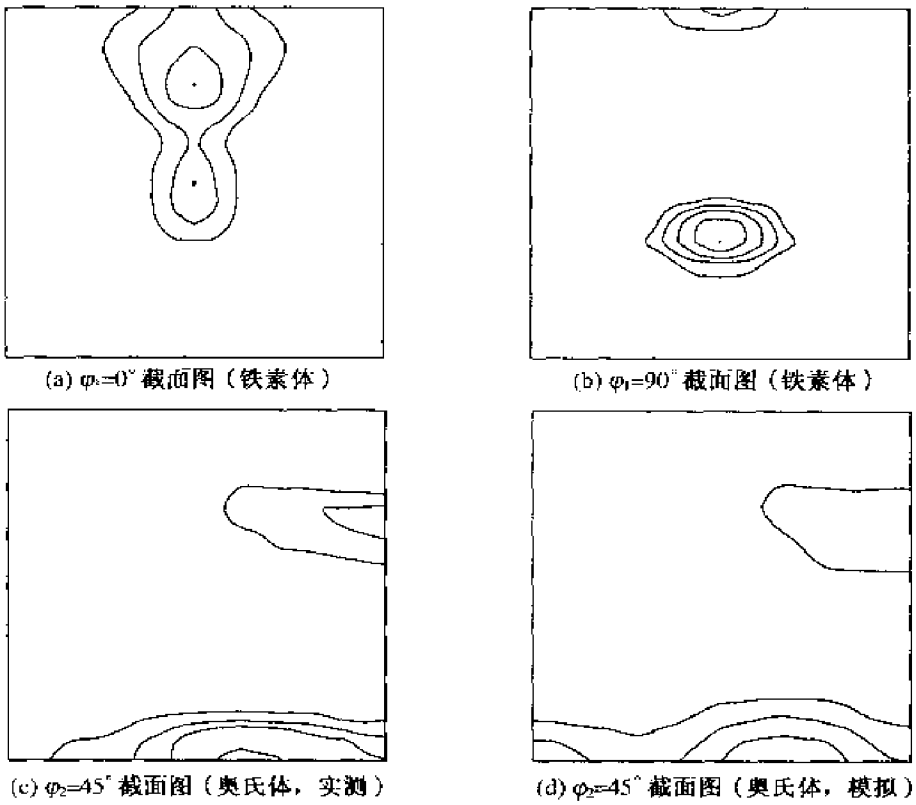


图 2-50　微合金低碳钢铁素体向奥氏体转变前后的轧制织构及相变织构模拟

铁素体重要取向位置参见图 2-48；密度水平：2, 4, 7, 12, 20

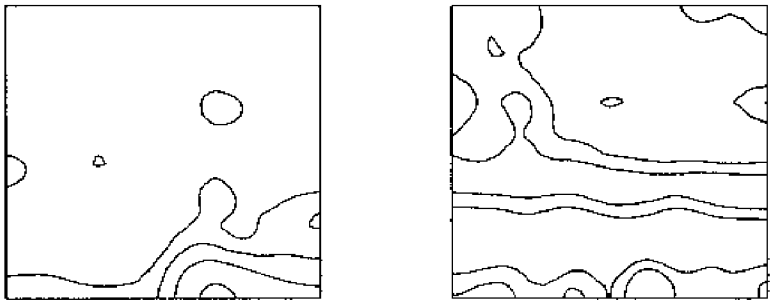
奥氏体重要取向位置参见图 2-46(a)；密度水平：1, 2, 3, 6

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

四、变形诱发相变造成的织构

奥氏体不锈钢通常是一种以奥氏体为主并含有少量铁素体的双相合金。研究发现[12,56]，冷轧变形会诱发奥氏体向铁素体的转变，使铁素体量增多。这里的奥氏体是低层错能面心立方金属，由于本章第二节所述的原理，冷轧变形后奥氏体应以{011}〈211〉织构为主[12]。同时，冷轧变形过程中不断增加的铁素体则应具有体心立方金属通常的冷轧织构组分。

图 2-51 给出了奥氏体不锈钢冷轧 95% 后实测的奥氏体和铁素体取向分布函数 $\varphi_2 = 45°$ 截面图。可以看出，奥氏体主要的织构组分是{011}〈211〉[图 2-51(a)]。根据图 2-21、图 2-30 和图 2-50 及相关的分析可以了解到，不论是冷轧变形或奥氏体向铁素体的转变都会造成铁素体中生成{111}面平行于轧面以及〈011〉方向平行于轧向的两类纤维织构。由图 2-51(b)可以看出，铁素体内不仅有这两类织构，同时{011}〈100〉、{011}〈211〉、{225}〈554〉等取向附近有明显的取向聚集的现象。根据本章第三节的分析可知，这类织构属于体心立方铁素体的不均匀剪切织构。



(a)奥氏体　　(b)铁素体

图 2-51　双相奥氏体不锈钢冷轧织构

(取向分布函数 $\varphi_2 = 45°$ 截面图，变形量：95%，密度水平：2,4,8,16)

图 2-52 给出了图 2-51 所示不锈钢冷轧 55% 时的变形组织。图中深颜色的为铁素体。在奥氏体变形组织中可看到很多剪切带变形的痕迹(参见本章第二节)。剪切带出现时，其附近会形成高应变区。这种应变集中区会在附近优先诱发奥氏体向铁素体转变，同时剪切带变形也会促使新生成的铁素体在高的剪切应力下变形，从而导致剪切织构的出现。相关的相变及形变的晶体学机制尚有待进一步研究。



图 2-52　双相奥氏体不锈钢冷轧组织(变形量:55%)

§2-7　高纯面心立方金属板中的立方织构

一、立方织构的工业应用及生成理论

自从立方织构在金属板中首次被发现以来至今已有 70 多年了[57]。从那时以来，在各种面心立方金属轧板的再结晶退火之后均观察到了立方织构，同时人们也对立方织构的生成原因进行了大量的研究。20 世纪 80 年代以来，诸如高压电子铝箔[58]、超导衬底用镍带[59]、新型取向硅钢板[60](体心立方金属)等新一代金属材料都追求尽可能高的立方织构含量，因此金属板材中立方织构应用越来越受到人们的重视。

再结晶是一个形核和晶粒生长的过程，且主要依靠大角度晶界的迁移来完成[61]。所有影响形核和大角度晶界迁移的因素都会影响立方织构的生成。Ibe 等人的早期研究表明，再结晶晶粒与变形基体之间有特殊取向关系时晶界迁移的速度特别快[39]，根据由此而产生的选择生长理论，立方织构正好与主要变形织构有这种取向关系，因此可以解释面心立方金属中立方织构的生成[32,62]。Dillamore 和 Katoh 曾分析了立方金属冷变形时过渡带亚结构的形成过程及其对再结晶形核的重要影响[36]，并由此确立了定向形核理论。这一理论得到了实验证实，并解释了面心立方金属立方织构的生成原因[37]。可以看出，以往的这些研究虽然对立方织构的生成作出了不同的解释，但较多地集中于分析金属微观结构及其对立方织构形成的作用(参见本章第四节)。

从宏观角度观察，立方织构或立方取向是相对于轧制坐标系(O-RD-TD-ND，既原点-轧向-横向-法向)而言，因此立方织构虽然直接生成于再结晶退火，但它的

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

产生必然起因于轧制变形几何条件及其相应的结构特点。所以只有同时以轧制变形的几何条件为出发点，才能更好地对面心立方金属立方织构的生成给出一个较为圆满的解释。

二、立方织构的观察

图 2-53 给出了对高纯铝（＞99.99% Al）、高纯铜（99.995% Cu）和高纯镍（99.988% Ni）作均匀冷轧变形[63]并作再结晶退火后测得的{111}极图。纯铝的冷轧变形为 95%（0.3 mm）和 98.5%（0.09 mm），纯铜的冷轧变形为 95%（0.5 mm）和 99%（0.1 mm），纯镍的冷轧变形为 88.4%（0.58 mm）和 96.8%（0.16 mm）。可以看出，这里采用的材料大体上排除了变形不均匀性[63]、杂质元素[30]等不利于立方织构生成的影响因素。

经 95% 冷轧的铝板退火后得到了以立方织构为主的再结晶织构，同时还有少量的{124}〈211〉织构[图 2-53(a)，即 R 织构]。立方织构和 R 织构是纯铝板中最常见的再结晶织构。分析表明，这时立方取向晶粒的尺寸要明显大于 R 取向晶粒

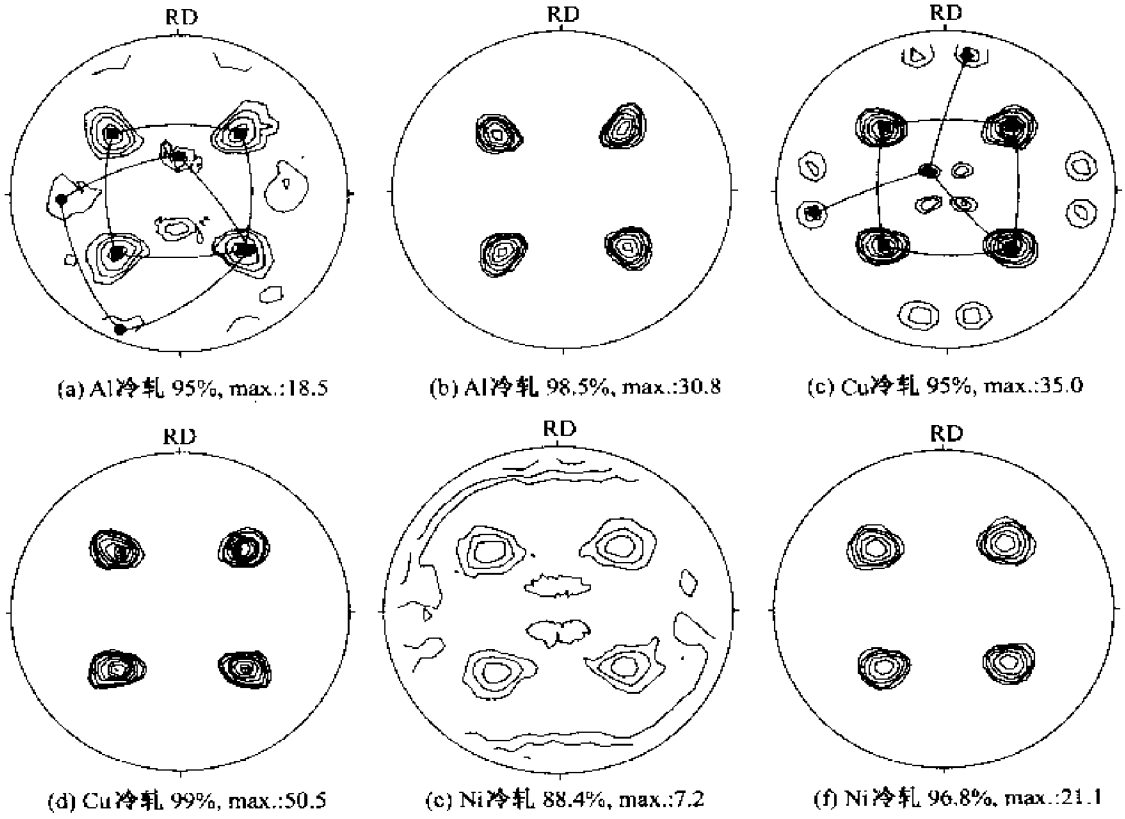


图 2-53　冷轧面心立方纯金属板再结晶织构

（{111}极图，密度水平：1，2，4，8，14，22，32，44.）

■：立方织构{001}〈100〉，◆：立方孪生织构{122}〈212〉，●：R 织构{124}〈211〉。

的尺寸[32]，且二者之间取向关系为 40°⟨111⟩[39]〔图 2-53(a)〕。冷轧变形量达到 98.5%后再结晶织构只有立方织构〔图 2-53(b)〕，由于立方取向晶粒尺寸上的优势[32]以及薄试样所因起的表面效应[58]使得 R 织构无法生长，并最终消失。

经 95%冷轧的铜板退火后得到了以立方织构为主的再结晶织构，同时还有少量的立方织构的孪晶织构｛122｝⟨212⟩，且二者之间取向关系为 60°⟨111⟩〔图 2-53(c)〕。铜的层错能比铝低，所以当立方取向晶粒在再结晶生长过程中受到干扰或阻碍时容易转而沿孪晶取向生长。冷轧变形量达到 99%后再结晶织构也表现为锋锐的立方织构〔图 2-53(d)〕，薄试样的表面效应使得孪晶较难生存。

镍的层错能对微量杂质元素比较敏感，因此经常也可以在纯镍中观察到退火孪晶[64]。与铜板相似，经 88.4%冷轧的镍板退火后得到了立方织构、相应孪晶织构以及少量 R 织构〔图 2-53(e)〕；冷轧变形量达到 96.8%后再结晶织构只是锋锐的立方织构〔图 2-53(f)〕。

由图 2-53 可以看出，在轧制坐标系(O-RD-TD-ND)中所有再结晶织构均呈现出非常好的正交对称性 222，同时立方织构是惟一的最终稳定织构。

三、轧制变形对生成立方织构的影响

根据金属再结晶的基本特征，只有当冷轧面心立方高纯金属的再结晶过程具备如下条件时立方织构才能够转变成主导织构：

① 在冷变形基体中存在着立方取向的亚结构；

② 立方取向的亚结构可以优先转变成再结晶核；

③ 立方取向的再结晶核可以优先借助大角度晶界的迁移而快速长大；

④ 由于尺寸效应，立方取向晶粒可以吞并尺寸较小的其他取向的晶粒，并最终成为惟一的再结晶织构。

冷轧面心立方高纯金属基本具备了上述各条件。

1．变形基体中的立方取向亚结构

在面心立方金属的冷轧过程中立方取向不是一个稳定的取向，通常会转向取向｛123｝⟨634⟩(或称｛124｝⟨211⟩)[32,65]。在轧制变形的几何条件对轧制塑性流动较少限制的情况下(如允许较多展宽出现)，立方取向也会转向｛011｝⟨100⟩[17]。但是立方取向的不稳定性并不意味着其全部晶粒结构都要在变形过程中离开立方取向位置。

在无邻接晶粒约束的轧制变形条件下一个立方取向晶粒内会有两个取向因子同样大的滑移系开动，并使取向转向｛011｝⟨100⟩[17]。在 O-RD-TD-ND 坐标系内设 RD 为 1、TD 为 2、ND 为 3，则这两个滑移系不仅造成了正应变 $\varepsilon_{11}>0$ 和 $\varepsilon_{33}<0$，而且还会造成切应变 $\varepsilon_{12}=\varepsilon_{31}=0$、$\varepsilon_{23}\neq 0$。图 2-54 给出了这种变形条件下立方取向｛001｝⟨100⟩改变时所造成的切应变 ε_{23}。图 2-54 中 Φ 和 φ_1 是表示取向的欧拉角[66]，$\Phi=0°$时为立方取向｛001｝⟨100⟩，$\Phi=45°$时为取向｛011｝⟨100⟩。可以

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

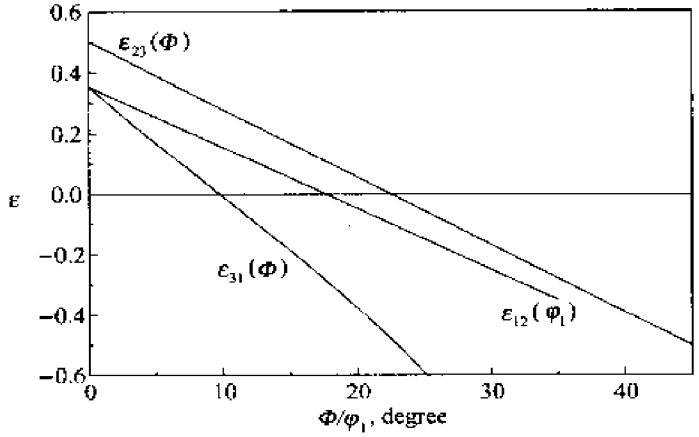


图 2-54　由{001}〈100〉、{001}〈110〉或{011}〈100〉出发通过两系滑移造成的各种切应变

看出，立方取向晶粒的这种变形方式会造成较大的切应变 ε_{23}。在多晶体中由于邻接晶粒的阻碍作用，这种切应变通常难以实现。借助开动其他附加的滑移系可以减小 ε_{23}。这一方面会导致立方取向转向{123}〈634〉[65]，另一方面也可能使少量亚结构残留在立方取向附近。图 2-55 显示了轧制变形时立方取向可能开动的滑移系。它们分别是$(1\bar{1}1)[011]$、$(11\bar{1})[011]$、$(\bar{1}11)[01\bar{1}]$和$(111)[01\bar{1}]$，而且它们有同样大的取向因子。当两滑移系开动受到阻碍而促使另两个滑移系开动时，可使 ε_{23}为 0。这样因所有切应变均为 0 而使得塑性变形易于进行。同时这四个滑移系开动也造成立方取向在变形过程中保持稳定而不再偏转。这应该是经高变形量后少量立方取向亚结构仍能残留下来的重要原因。Ridha 和 Hatchinson 在冷轧铜板中确实观察到了这种立方取向的亚结构[37]。

在轧制变形过程中还有两个取向可以借助四系滑移使所有切应变均为 0 的且取向不变，它们是{001}〈110〉和{011}〈100〉。这两个取向在轧制变形条件下也不是稳定取向。通常{001}〈110〉取向晶粒会借助两系滑移而转向稳定的{112}〈111〉(或称{225}〈554〉)[67]，同时造成切应变 ε_{31}不为 0；{011}〈100〉取向晶粒会借助两系滑移而转向稳定的{011}〈211〉[67]，同时造成切应变 ε_{12}不为 0。图 2-54 也给出了相关的切应变 ε_{31}和 ε_{12}的计算值。对应 ε_{31}，$\Phi = 0°$时为{001}〈110〉，$\Phi = 35°$时为{112}〈111〉。对应 ε_{12}，$\varphi_1 = 0°$时为{011}〈100〉，$\varphi_1 = 35°$时为{011}〈211〉。可以看出，ε_{31}和 ε_{12}的值明显低于立方取向所造成的 ε_{23}，既{001}〈110〉和{011}〈100〉取向的亚结构偏离原取向的阻力较小。由此可以推断，残留的{001}〈100〉取向的亚结构具有比{001}〈110〉和{011}〈100〉取向的亚结构更高的轧制稳定性。分析表明，取向在立方取向周围靠近{001}〈110〉的晶粒在向稳定取向的转动过程中会经过立方取向[68]，这也会进一步促进残留的立方取向亚结构的增多。

2．立方取向核的生成

位错滑移是面心立方金属塑性变形的主要晶体学机制。一个位错的滑移量为 γ 时式 2-4 可以表述出相关的应变。通常有 $\varepsilon_{ij}\neq 0$，因此简单的单系滑移会造成各晶粒之间应变的不连续性。在轧制应力条件下，多晶体各晶粒发生塑性变形时应保持应变的连续性。为了协调应变，各晶粒在邻接晶粒反应应力的作用下往往通过较为复杂的多滑移系组合开动来完成塑性变形[8,17]，并因而造成各种位错反应、位错缠结和位错塞积，使得变形结构的位错密度大大提高、位错结构也复杂化。如果立方取向亚结构以四系均衡滑移的方式变形并保持取向稳定，则滑移系所造成的应变为 $\{\varepsilon_{ij}\}=\begin{bmatrix}\varepsilon_{11}>0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & -\varepsilon_{11}\end{bmatrix}$。立方取向亚结构以这种平面应变的方式进行的变形，可使其所受到的邻接晶粒反应应力大大降低，不会造成复杂的多系滑移及交滑移。同时由图 2-55 可以看出，四个滑移系所涉及的两个柏氏矢量是互相垂直的，因而位错之间难以发生位错反应以及相关的位错缠结和塞积。这样大多数位错在变形过程中会滑移出变形晶体，使冷变形后立方取向亚结构的位错密度明显低于其他取向的亚结构，而且位错组态简单。变形亚结构在位错密度和位错组态上的这种差别使得立方取向亚结构在退火加热过程中得以轻易地回复成低缺陷密度的再结晶核。因而大大增强了立方取向再结晶核的生成概率。立方取向亚结构在转变成再结晶核上的这种优势也被 Ridha 和 Hatchinson 在冷轧铜板中观察到[37]。

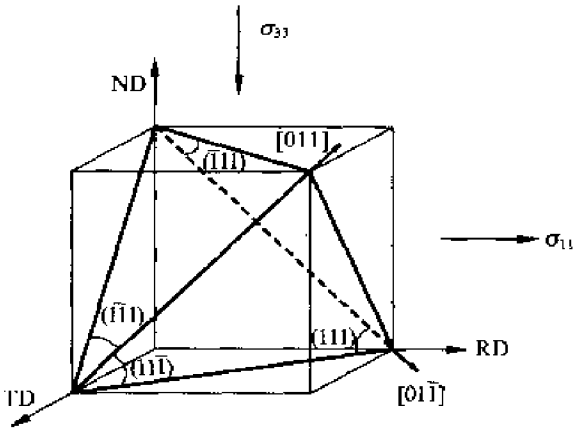


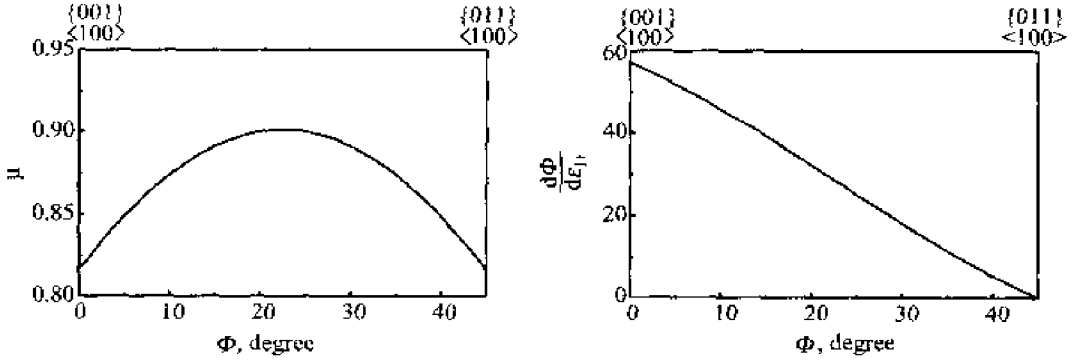
图 2-55　立方取向晶粒轧制变形时可开动的滑移系

3．立方取向核的生长

在冷轧变形过程中，当少量立方取向亚结构由于上面所述的原因而稳定在立方取向附近时，与其邻接的大部分立方取向晶粒会离开立方取向[32,67]。图 2-56

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

(a)给出了当立方取向转向{011}〈100〉时相应于所开动滑移系的取向因子的变化。可以看出，晶体取向离开立方取向后因其取向因子上升而处于更容易变形的软取向位置。在轧制变形的条件下，晶体取向相对于应变的改变率与其在取向空间所处位置密切相关。图2-56(b)给出了与图2-56(a)对应的取向转变率 $d\Phi/d\varepsilon_{11}$。分析图2-56(a)与图2-56(b)可以发现，当变形晶粒偏离立方取向时会进入易变形的软取向状态，并会以很高的速率远离立方取向。这样，稳定的立方取向亚结构与其周围快速偏转的变形结构之间的取向差会迅速加大，并生成很大的取向梯度。所以一当残留的立方取向亚结构在退火加热中转变成再结晶核，就与变形基体之间形成大角度界面。这为立方取向再结晶核快速生长提供了良好的条件。当立方取向在轧制过程中不向{011}〈100〉而向{123}〈634〉转动时也应有类似的过程发生。



(a) 取向因子的变化　　(b) 取向改变率 ($d\Phi/d\varepsilon_{11}$)

图2-56　立方取向转向{011}〈100〉时的相应取向因子及取向改变率

从整体上看，面心立方金属的冷轧织构组分主要是{123}〈634〉、{112}〈111〉和{011}〈211〉，它们与立方取向再结晶核之间总会构成明显的大角度晶界。因此立方取向再结晶晶粒长入变形基体时通常不会有很大障碍。同时，其他取向的再结晶晶粒与变形织构的取向差(如{124}〈211〉取向再结晶晶粒与{123}〈634〉织构之间、{001}〈110〉取向再结晶晶粒与{112}〈111〉织构之间、{011}〈100〉取向再结晶晶粒与{011}〈211〉织构之间等)相对较小，所以在面心立方高纯金属中立方取向再结晶晶粒会有明显的生长优势。

4．主导立方织构的生成

由于立方取向再结晶晶粒在生核和长大方面的上述种种优势，当初次再结晶过程完结之后不仅可以获得较强的立方再结晶织构，而且立方取向晶粒的尺寸会明显大于其他取向的晶粒。这一现象已在冷轧高纯铝板的再结晶退火过程中得到证实[32]。因此很容易理解在后续退火过程中借助晶粒进一步的长大立方织构会得到进一步加强，并可以在表面效应[58]的推动下转变成占统治地位的主导织构

(参见图 2-53)。

由此可见，在轧制变形基体中残留的立方取向亚结构具有一定稳定性，与其他取向相比立方取向再结晶核在生成以及生长上均有明显的优势。同时，立方取向亚结构及立方取向晶粒的这些特点均与冷轧变形的晶体学几何条件密切相关。而正是这些因素为立方织构最终转变成主导织构提供了必要的条件。

§2-8 工程用金属板材冷轧织构的理论分析

一、工程轧制变形的晶体学理论

如本章第二节所述，通常认为轧制变形时金属所承受的塑性变形外应力张量(σ_{ij})可写成[9,16,69,70]：

$$(\sigma_{ij}) = \begin{Bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{Bmatrix} = \frac{\sigma_s}{2} \cdot \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{Bmatrix} \tag{2-31}$$

式中，下标 1，2，3 分别表示轧向(RD)、横向(TD)和板法向(ND)。在此应力作用下，一变形晶粒中取向因子最大的滑移系首先开动。参照式(2-4)，该滑移系所造成的应变张量(ε_{ij})可写成[7,71]：

$$(\varepsilon_{ij}) = \begin{Bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{Bmatrix}$$

$$= \gamma \cdot \begin{Bmatrix} b_1 n_1 & \frac{1}{2}(b_1 n_2 + b_2 n_1) & \frac{1}{2}(b_1 n_3 + b_3 n_1) \\ \frac{1}{2}(b_2 n_1 + b_1 n_2) & b_2 n_2 & \frac{1}{2}(b_2 n_3 + b_3 n_2) \\ \frac{1}{2}(b_3 n_1 + b_1 n_3) & \frac{1}{2}(b_3 n_2 + b_2 n_3) & b_3 n_3 \end{Bmatrix} \tag{2-32}$$

式中，ε_{ii}为正应变分量，$\varepsilon_{ij}(i \neq j)$为切应变分量，$\gamma$ 为晶体坐标系内位错滑移造成的切变量。

首先开动的滑移系所引发的切应变会受到周围其他取向晶粒的阻碍，由此产生对变形晶粒的反应应力。这种反应应力与外应力组合会导致其他滑移系的开动。反应应力的大小与周围晶粒的取向、加工硬化状态等许多因素有关，但实际上不可能逐一确定每个变形晶粒的周围环境。然而，如果设定变形晶粒的环境具有常规多晶体宏观的力学性质，则可以根据虎克定律计算特定滑移系开动时变形晶粒所承受的反应应力。根据广义虎克定律有[7]：

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

$$\begin{bmatrix}\sigma'_{11}\\ \sigma'_{22}\\ \sigma'_{33}\\ \sigma'_{12}\\ \sigma'_{23}\\ \sigma'_{31}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\lambda+2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0\\ \lambda & \lambda+2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0\\ \lambda & \lambda & \lambda+2\mu & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 2\mu & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2\mu & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2\mu\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}\varepsilon_{11}\\ \varepsilon_{22}\\ \varepsilon_{33}\\ \varepsilon_{12}\\ \varepsilon_{23}\\ \varepsilon_{31}\end{bmatrix} \tag{2-33}$$

式中，对拉梅系数 λ 和 μ 有

$$\lambda=\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}\qquad \mu=\frac{E}{2(1+\nu)} \tag{2-34}$$

式中，E 是杨氏模量；ν 是泊松比；铝的 ν 值约为 0.35[72]。参照式(2-33)至(2-35)可算出反应应力张量为

$$(\sigma'_{ij})=E\cdot\begin{bmatrix}\dfrac{0.65\varepsilon_{11}+0.35(\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33})}{0.405} & \dfrac{\varepsilon_{12}}{1.35} & \dfrac{\varepsilon_{13}}{1.35}\\ \dfrac{\varepsilon_{21}}{1.35} & \dfrac{0.65\varepsilon_{22}+0.35(\varepsilon_{33}+\varepsilon_{11})}{0.405} & \dfrac{\varepsilon_{23}}{1.35}\\ \dfrac{\varepsilon_{31}}{1.35} & \dfrac{\varepsilon_{32}}{1.35} & \dfrac{0.65\varepsilon_{33}+0.35(\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22})}{0.405}\end{bmatrix} \tag{2-35}$$

一位错开动所产生的如式(2-32)所示的应变张量会以式(2-35)的形式产生弹性反应应力张量，进而与外应力张量〔见式(2-31)〕结合，以 $\sigma_{ij}-\sigma_{ij}$ 的方式影响下一个位错的开动。考虑到反应应力的弹性性质，设 ε_{ne} 或 ε_{se} 分别是周围晶粒最大的弹性正应变和弹性切应变，则塑性变形时在拉伸屈服应力 σ_s 或剪切屈服应力 τ_s 的作用下有

$$\sigma_s=E\cdot\varepsilon_{ne}\qquad \tau_s=2\mu\cdot\varepsilon_{se}=E\cdot\varepsilon_{se}/1.35 \tag{2-36}$$

在轧制变形条件下周围晶粒也要发生塑性变形。这样，主弹性应变分量 ε_{11e} 和 $-\varepsilon_{33e}$ 总是保持其可能的最高值 ε_{ne}，即 $\varepsilon_{11e}=-\varepsilon_{33e}=\varepsilon_{ne}$，因此有

$$\sigma_s=E\cdot(\varepsilon_{11e}-\varepsilon_{33e})=2E\cdot\varepsilon_{ne} \tag{2-37}$$

考虑到屈服条件下纯剪切面上的切应力并参照式(2-36)，屈服应力 σ_s 与 τ_s 的关系为

$$\tau_s=\sigma_s/2=E\cdot\varepsilon_{se}/1.35 \tag{2-38}$$

因此下一个开动位错实际承受的应力为：

$$(\sigma_{ij})=\frac{\sigma_s}{2}\cdot\begin{bmatrix}1 & \dfrac{-|\varepsilon_{12}|}{1.35} & \dfrac{-|\varepsilon_{13}|}{1.35}\\ \dfrac{-|\varepsilon_{21}|}{1.35} & \dfrac{-|0.65\varepsilon_{22}+0.35(\varepsilon_{33}+\varepsilon_{11})|}{0.405} & \dfrac{-|\varepsilon_{23}|}{1.35}\\ \dfrac{-|\varepsilon_{31}|}{1.35} & \dfrac{-|\varepsilon_{32}|}{1.35} & 1\end{bmatrix} \tag{2-39}$$

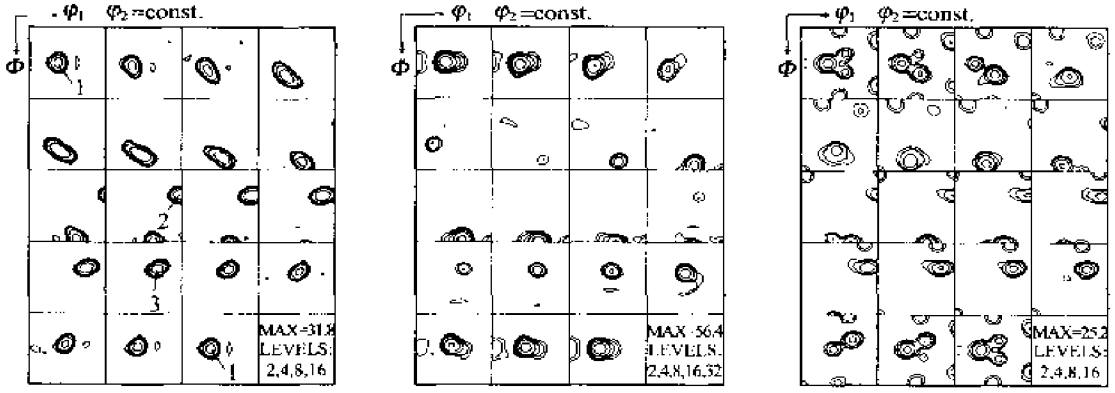
根据式(2-37)至(2-39)有 $|[0.65\varepsilon_{22}+0.35(\varepsilon_{11}+\varepsilon_{33})]/0.405\varepsilon_{ne}|\leqslant 1$ 和 $|\varepsilon_{ij}/(1.35\cdot\varepsilon_{ne})|\leqslant 0.5(i\neq j)$。

式(2-39)同时包括了式(2-31)所描述的轧制变形的外应力和式(2-37)所示变形晶粒承受的由周围环境所施加的实际弹性反应应力，因而可以取代式(2-31)作为计算位错取向因子的依据。也就是说，一位错开动后所产生的应力场会以式(2-39)的形式影响下一个开动位错的选择。反应应力会促使下一个位错开动时一定程度减低前一个位错造成的如式(2-32)所示的剪切应变分量 $\varepsilon_{ij}(i\neq j)$，降低不同取向的相邻晶粒间应变的不协调性。因此这种计算模式接近实际变形过程的多位错系滑移模式，且可以一定程度兼顾多晶体应变的连续性。

二、实际面心立方金属冷轧织构的形成

面心立方金属塑性冷变形的晶体学机制比较清楚，为12个{111}〈110〉滑移系的开动，因而便于对其织构的形成作出理论分析。例如，可以在式(2-31)所示的应力状态下令取向因子最大的滑移系开动，完成一个步长的塑性变形，然后再在式(2-39)所示的内、外应力作用下令相应取向因子最大的滑移系开动以完成下一个步长的塑性变形，并继续计算因此产生的反应应力。由此循环计算就可以模拟晶粒的塑性变形过程，借助本章第二节介绍的方法，可以计算出晶粒取向的变化和多晶体的冷轧变形织构。

图2-57(a)给出了纯铝板冷轧95%后的冷轧织构，该冷轧板经过特殊处理[70]，使其冷轧前没有明显的初始织构，从而消除了初始织构的影响。可以看出轧板中有常规的黄铜型织构{011}〈211〉、铜型织构{211}〈111〉和S型{124}〈211〉织构[9]。图2-57(b)和图2-57(c)分别给出了根据式(2-31)和式(2-39)模拟计算出的冷轧织构，分别为不考虑周围晶粒的反应应力和考虑该反应应力时的模拟计



(a) 冷轧95%的纯铝板织构　(b) 模拟织构（无反应应力）　(c) 模拟织构（有反应应力）

图2-57　纯铝95%冷轧变形织构的模拟计算

(1. 黄铜型织构{011}〈211〉，2. 铜型织构{211}〈111〉，3. S型织构{124}〈211〉)

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

算结果。其中模拟计算的步长为 $\Delta\varepsilon_{33}=0.01$。

人们熟知，在不考虑反应应力的情况下{011}〈211〉织构是惟一稳定的冷轧织构组分，而看不到常规的{211}〈111〉织构[图 2-57(b)]，这实际是单一滑移系开动的 Sachs 模型[9,69,70]，与纯铝中的轧制织构很不一致[图 2-57(a)]。如果考虑到反应应力则{211}〈111〉织构就会出现[如图 2-57(c)]。式(2-39)所给出的位错开动应力状态实际上是一种非常简化的理论应力，因而所模拟的轧制织构仍与实测织构有明显差距。例如模拟的{211}〈111〉织构组分还是太弱，同时也出现了不应该有的{001}〈110〉织构组分[如图 2-57(c)]。只有在很大切应力 σ_{13}作用下{001}〈110〉织构才会在轧制过程中出现[70,71]。由此可见，式(2-39)所述的应力状态仍需改进。

考虑到实际冷轧时的轧制几何条件，图 2-58 给出了轧板变形过程中其表面所承受的轧制正应力以外的外部剪切应力的示意图[23]。轧板从后滑区进入前滑区时外切应力改变方向，从轧板上半部进入下半部时外切应力也会改变方向。因此可以确认轧板在轧缝的流动过程中实际上始终承受着一定程度的外来切应力，轧板内承受式(2-31)所示的外应力的区域并没有任何有实际意义的尺寸。因此模拟轧制变形时所用的外部应力状态应作适当调整。

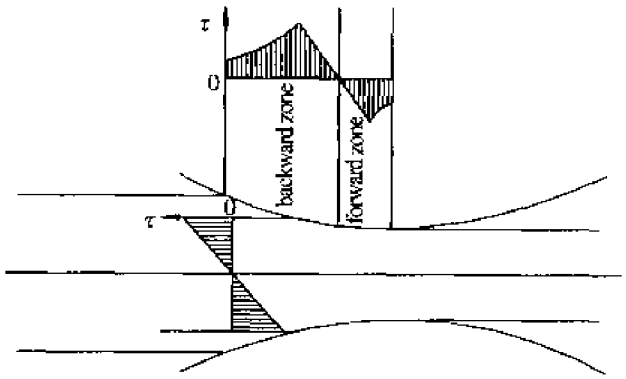


图 2-58　作用于轧板的外部剪切应力分布示意图

设 σ_{13}^{*}为作用于轧板表面的外部剪切应力，则式(2-39)可改写成

$$(\sigma_{ij})=\frac{\sigma_s}{2}\cdot\begin{Bmatrix} 1 & \dfrac{-|\varepsilon_{12}|}{1.35} & \dfrac{-|\varepsilon_{13}|}{1.35} \\ \dfrac{-|\varepsilon_{21}|}{1.35} & \dfrac{-|0.65\varepsilon_{22}+0.35(\varepsilon_{33}+\varepsilon_{11})|}{0.405} & \dfrac{-|\varepsilon_{23}|}{1.35} \\ \dfrac{-|\varepsilon_{31}|}{1.35} & \dfrac{-|\varepsilon_{32}|}{1.35} & 1 \end{Bmatrix}$$

$$+\begin{bmatrix} 0 & 0 & \sigma_{13}^{*} \\ 0 & 0 & 0 \\ \sigma_{31}^{*} & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{2-40}$$

参照轧制变形几何[23,70,71]，σ_{13}^{*}应正比于屈服强度 σ_s 和轧制道次真压下率 ε_p，即有

$$\sigma_{13}^{*} = k \cdot \frac{\sigma_s}{2} \cdot \varepsilon_p \tag{2-41}$$

式中，k 是与工作辊径、润滑条件、轧制速度等因素有关的参数。这样式(2-40)可写成

$$(\sigma_{ij}) = \frac{\sigma_s}{2} \cdot \begin{bmatrix} 1 & \dfrac{-|\varepsilon_{12}|}{1.35} & \dfrac{-|\varepsilon_{13}|}{1.35} + k \cdot \varepsilon_p \\ \dfrac{-|\varepsilon_{21}|}{1.35} & \dfrac{-|0.65\varepsilon_{22} + 0.35(\varepsilon_{33} + \varepsilon_{11})|}{0.405} & \dfrac{-|\varepsilon_{23}|}{1.35} \\ \dfrac{-|\varepsilon_{31}|}{1.35} + k \cdot \varepsilon_p & \dfrac{-|\varepsilon_{32}|}{1.35} & 1 \end{bmatrix} \tag{2-42}$$

式中，有 $\left| -\varepsilon_{13}/(1.35 \cdot \varepsilon_{33}) + k \cdot \varepsilon_p \right| \leqslant 0.5$。

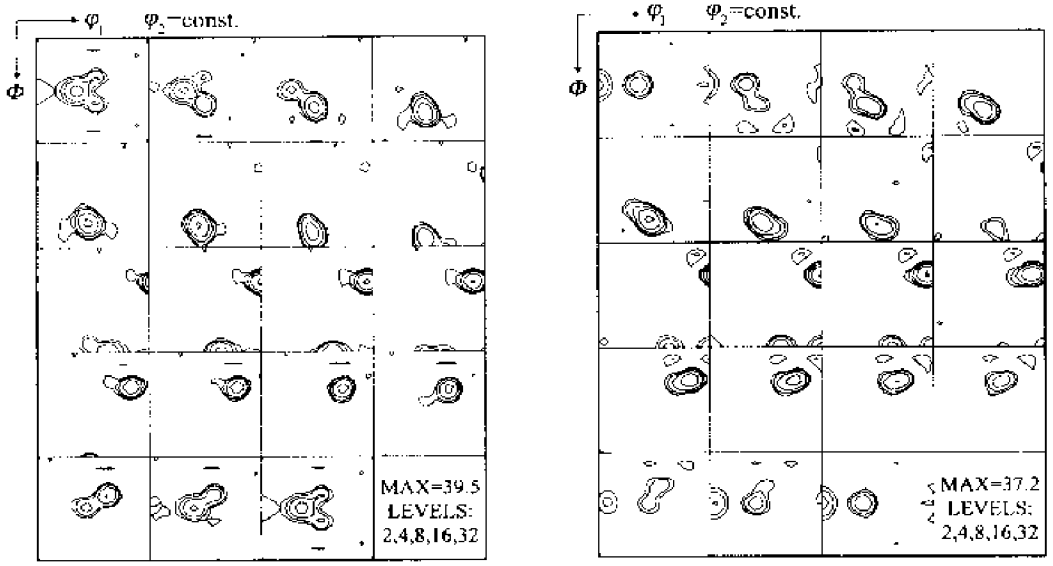
参照本章第三节可知，轧制压下量的主要部分在后滑区完成，因此可以参照式(2-30)把后滑区粗略地定为在轧缝中沿轧向占 80%，进入前滑区后 σ_{13}^{*}改变方向。为简化模拟过程，可假设变形过程中 σ_{13}^{*}绝对值不变。假设与图 2-57(a)所示的纯铝板加工过程一样，由 5 道次完成 95%的冷轧变形，则可利用式(2 43)完成相应的织构模拟计算。

图 2-59 给出了不同 k 值($k=0.5$ 和 $k=1.0$)时的模拟计算结果。可以看出随 k 值升高{011}〈211〉织构明显减弱而{211}〈111〉织构明显增强，且图 2-57(c)中显示的{001}〈110〉织构也消失了。只有当 k 值非常高时{001}〈110〉织构才会与{111}纤维织构一起出现，并表现为剪切变形的织构特征[23,27,70,71]。图 2-59 所展示的结果表明外部剪切应力对轧板织构的形成有不可忽略的作用。

一般认为，塑性变形应起始于外应力下取向因子最大的位错(称为起始滑移系)会首先开动。随着该位错滑移量的增加，式(2-33)所示的应变值会逐渐增加并会按照式(2-35)或式(2-39)不断改变变形晶体所承受的应力状态。起始滑移系会持续在多个模拟步长中保持开动，直至应力状态或晶粒取向发生较大变化，以至其他滑移系的取向因子变得高于该滑移系而改变滑移系开动状态。在模拟计算中，各种滑移系能够在多少模拟步长中保持开动可以有很大差别。借助这种方式可以粗略的模拟实际金属塑性变形过程中多个滑移系以不同的滑移量组合开动的多系滑移模式。例如，这种模拟符合图 2-33 所陈述的滑移系交替开动的过程。

可以把式(2-42)对反应应力的限制 $\left| -\varepsilon_{13}/(1.35 \cdot \varepsilon_{33}) \right| \leqslant 0.5$ 划分成

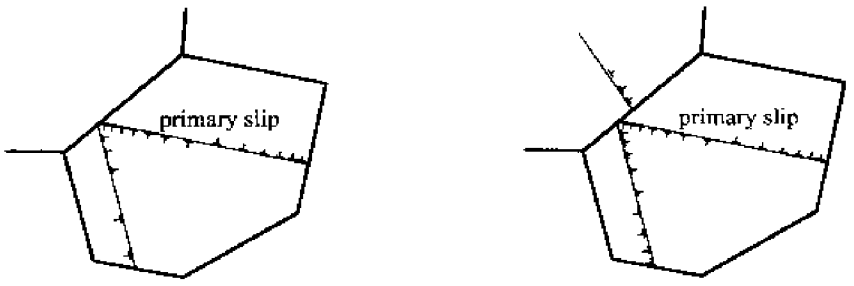
标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载



(a) k=0.5　　(b) k=1.0

图 2-59　外切应力作用下纯铝 95% 冷轧变形织构的模拟计算

$|-\varepsilon_{13}/(1.35\cdot\varepsilon_{33})|<0.5$ 和 $|-\varepsilon_{13}/(1.35\cdot\varepsilon_{33})|=0.5$ 两部分，即 $\tau_{ij}<0.5\cdot\sigma_s$ 和 $\tau_{ij}=0.5\cdot\sigma_s$。参照 Mecking[73]的论述，这种应力的限制起因于起始滑移位错在晶界处的塞积。位错塞积而造成应力会以两种方式诱发其他位错开动。一种如图 2-60(a)，塞积造成的反应应力诱发变形晶粒内其他位错开动并对应限制条件 $\tau_{ij}<0.5\cdot\sigma_s$。另一种如图 2-60(b)，塞积造成反应应力诱发周围晶粒内位错的开动并对应限制条件 $\tau_{ij}=0.5\cdot\sigma_s$，其中周围晶粒被统计性地设定为具有多晶体一般的塑性力学性质。



(a) $|-\varepsilon_{13}/(1.35\cdot\varepsilon_{33})|<0.5$ 或 $\tau_{ij}<0.5\cdot\sigma_s$　　(b) $|-\varepsilon_{13}/(1.35\cdot\varepsilon_{33})|=0.5$ 或 $\tau_{ij}=0.5\cdot\sigma_s$

图 2-60　位错塞积诱发的内应力

图 2-61 展示了上述模拟取向分布函数的 β、α 和 τ 取向线分析，并与实测织构对比。可以看出，反应应力对铜型织构〔参见图 2-61(a)、2-61(d)〕和黄铜型织

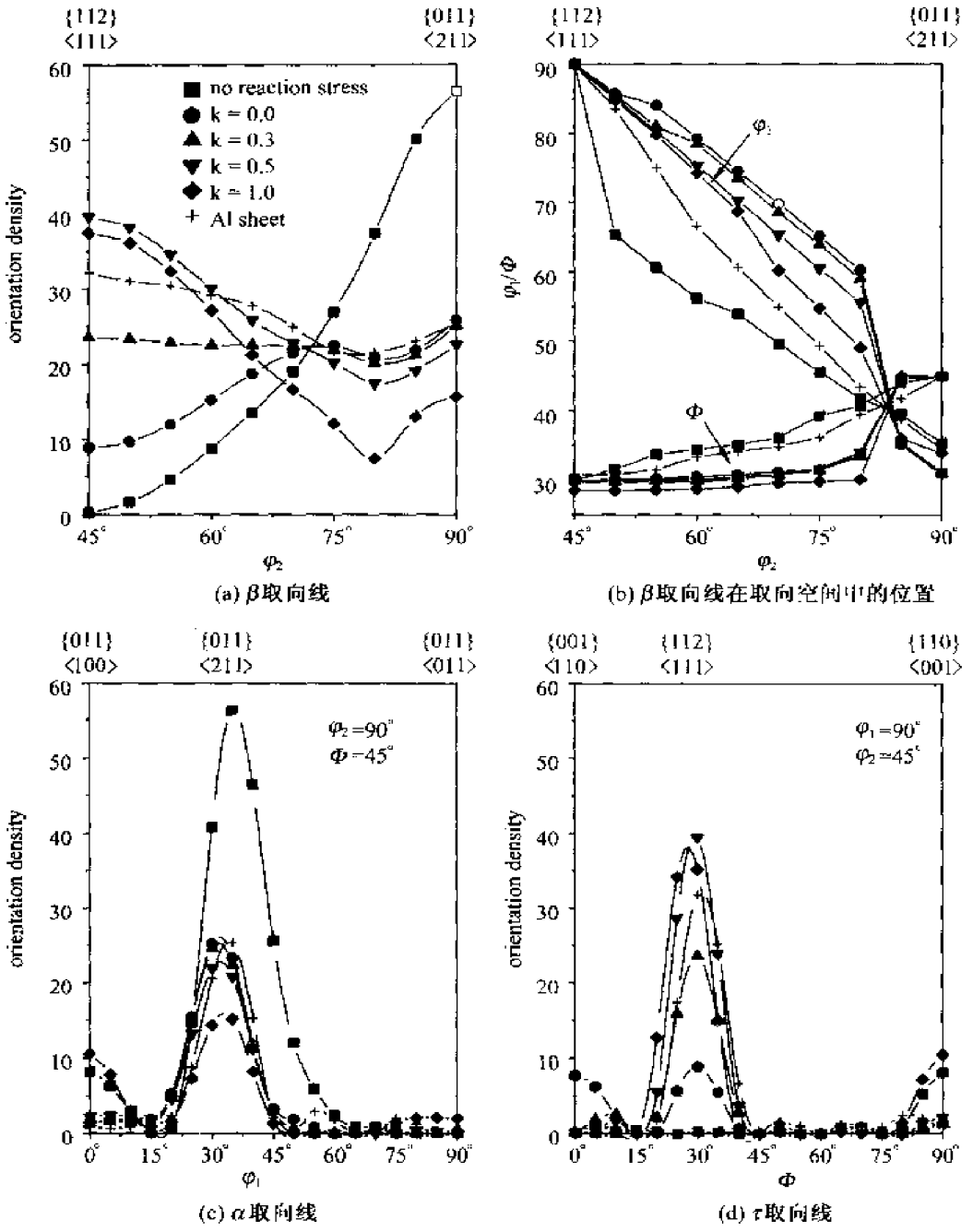


图 2-61　不同织构取向线的比较

构[参见图 2-61(a)、2-61(c)]有非常明显的影响，考虑反应应力时所作的模拟结果更符合实际冷轧织构的组态。另一方面，外部切应力对增强铜型织构织构有更强的作用[参见图 2-61(a)、2-61(d)]。由于实际轧制变形过程中不可能排除外来的切应力(参见图 2-58)，因此在模拟计算中考虑外部切应力的作用非常重要。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

实践表明，铝板冷轧织构会受到初始织构[74]，轧制不均匀性和润滑条件[23,27,71]，轧缝几何条件[23,70]，加工硬化[73]等诸多因素的影响，因此会导致非常不同的冷轧织构。但同时还应考虑到其他工程因素的影响。借助确定式(2-42)中 k 值可以模拟与外部切应力有关的轧制几何条件、润滑等因素均的影响。

三、塑性变形外应力对体心立方金属冷轧织构的影响

如本章第三节所述，大的轧制压下量及相应的外加切应力会导致板材表面生成剪切织构。在体心立方或 B2 结构金属板中同样会观察到这种剪切织构[27,75,76]。通常认为，体心立方金属塑性变形时其位错可以在{110}、{112}或{123}面上滑移，滑移系的这种不确定性使得相关的轧板剪切织构研究变得相当困难。

实际观察到的体心立方金属轧板的剪切织构表现为{110}〈001〉、{110}〈112〉、{112}〈111〉等。这些织构出现在动态再结晶的 Fe-3%Si 合金板[76]或 Fe-16%Cr 及 Fe-28%Al 合金的轧板中[27,75]。分析表明，这些表面剪切织构与轧板中心的正常织构之间有绕轧板横向旋转 90°[75]或 30°[70]的取向关系(参见本章第三节)。然而在许多情况下体心立方金属轧板表面并不出现上述典型的剪切织构，但也与轧板中心的织构明显不同。其不同点主要表现为在正常取向线上取向密度分布的明

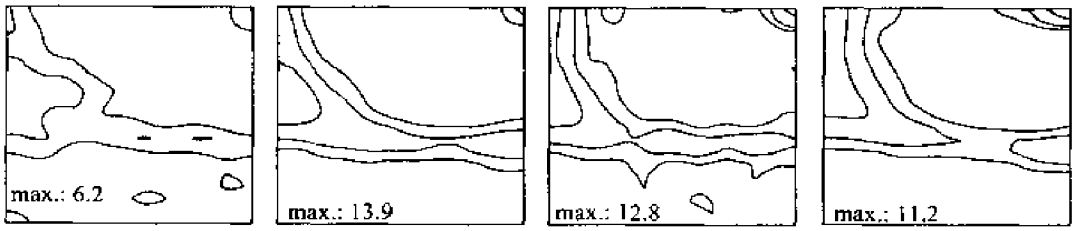


图 2-62　高强 IF 钢不同轧制变形量的轧制织构
($\varphi_2=45°$截面图，密度水平:2, 4, 8)

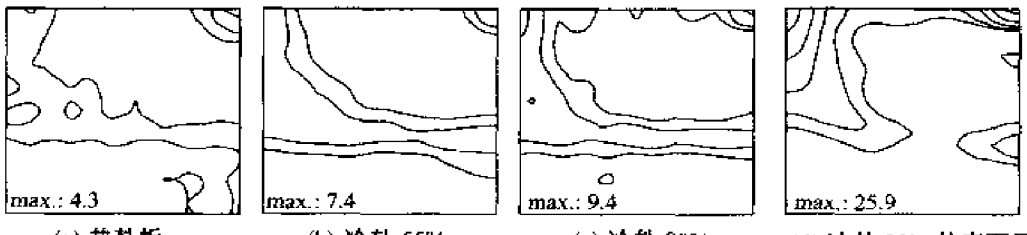


图 2-63　普通 IF 钢不同轧制变形量的轧制织构
($\varphi_2=45°$截面图，密度水平:2, 4, 8, 14, 22)

显不同[71]。例如，轧板表面沿 α 取向线呈现更强的{001}〈110〉织构组分，而{112}〈110〉和{111}〈110〉组分则比较弱[77]。

以不同强度级别的高纯净无间隙原子(IF)钢为例，图 2-62 和图 2-63 给出了两个钢种冷轧 55% 和 80% 后测得的取向分布函数 $\varphi_2=45°$ 截面图，该截面上重要取向的位置参见图 2-61。图 2-62(d)和图 2-63(d)是相应的表面层织构。表 2-4 给出了这两种钢的屈服强度水平和化学成分。

表 2-4　实验 IF 钢的化学成分(重量%)

屈服强度	C	Si	Mn	P	S	Al	Ti	Nb	N	B
(高强)215MPa	0.0034	<0.03	0.32	0.043	0.0040	0.036	0.019	0.019	0.0018	added
(普通)140MPa	0.0032	<0.03	0.13	0.010	0.0030	0.039	0.033	0.010	0.0023	—

可以看出，两种 IF 钢具有比较相似的冷轧织构(参见图 2-62、2-63)，主要包括〈110〉方向平行于轧向的〈110〉纤维织构和{111}面平行于轧面的{111}纤维织构。但也可以观察到在这两种纤维织构中取向密度分布的不一致性。图 2-64 给出了沿着 α 取向线($\varphi_1=0°$，$\Phi=0°\sim60°$，$\varphi_2=45°$)的取向密度分布。其中高强 IF 钢的{112}〈110〉织构组分比普通 IF 钢更强[参见图 2-64(a)]，普通 IF 钢的{001}〈110〉织构组分则比高强 IF 钢高[参见图 2-64(b)]。另一方面，表面层{111}纤维织构明显减弱[参见图 2-62(d)、图 2-63(d)]，而{001}〈110〉织构组分明显增强。图 2-65 显示了冷轧 80% 钢板表层与中心层织构的 α 取向线对比分析。可以看出，普通 IF 钢表层{112}〈110〉织构组分也有所降低，而对照高强 IF 钢其{001}〈110〉织构则大幅度增加。

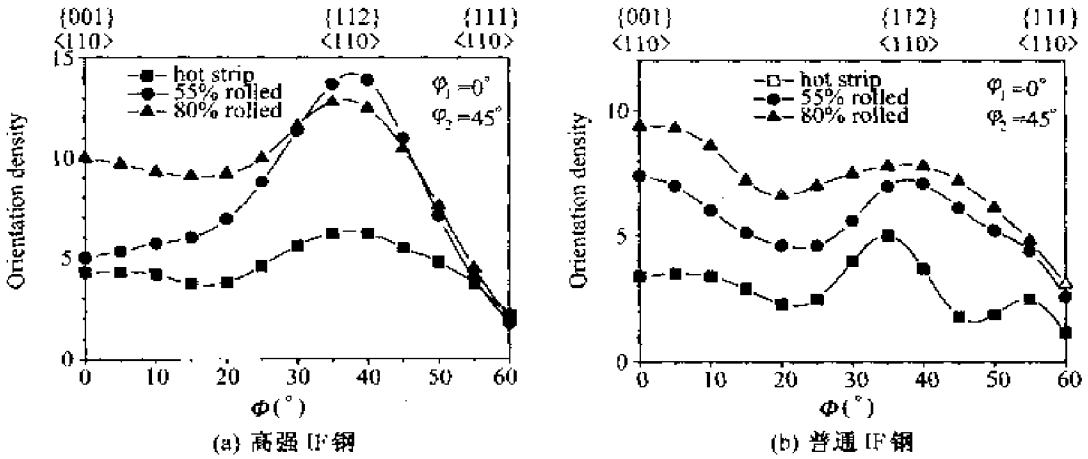


图 2-64　IF 钢 α 取向线的取向密度分布分析

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

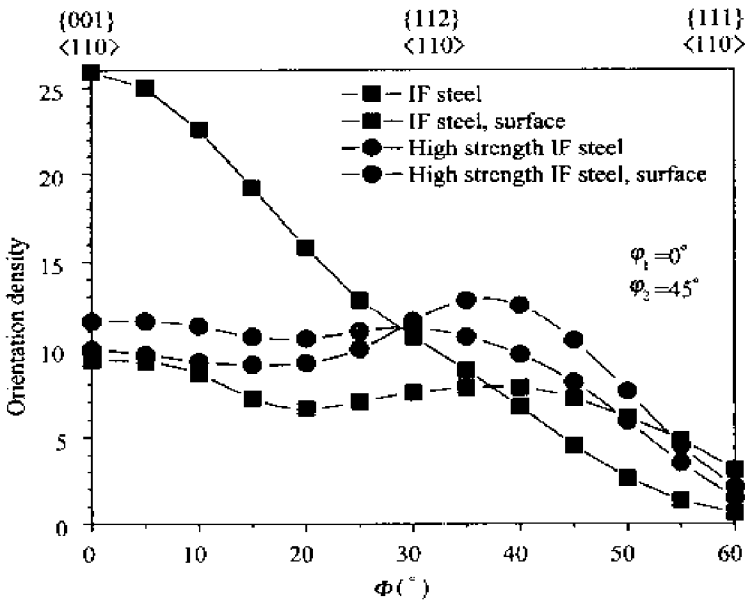


图 2-65　冷轧 80% 钢板表层与中心层织构的 α 取向线分析

通常认为，体心立方金属中虽可能出现各种不同的滑移面，但会以{110}和{112}面为主，其中{123}面滑移可以由{110}面和{112}面适当的组合滑移实现。多种滑移面使得位错的开动不仅与取向因子 μ 有关，而且与不同类型滑移系的临界分切应力 $\tau_{c\{110\}}$ 和 $\tau_{c\{112\}}$ 相关。设 m 为 $\tau_{c\{110\}}$ 与 $\tau_{c\{112\}}$ 的比值则有

$$m = \tau_{c\{110\}} / \tau_{c\{112\}} \tag{2-43}$$

由此可以推导出

$$\tau_{c\{110\}} = \sigma_s \cdot \mu_{110} = \sigma_s \cdot (m \cdot \mu_{112}) \tag{2-44}$$

式中，σ_s 是屈服应力，μ_{110} 和 μ_{112} 分别是{110}面上和{112}面上滑移系的取向因子。根据式(2-44)和式(2-31)可参照本章第二节的方法理论计算冷轧 80% 时的冷轧织构。

图 2-66 给出了不同 m 值条件下模拟计算体心立方金属 80% 冷轧织构的 α 取向线密度分布。纯{110}面滑移，即 $m=0$ 时{112}⟨110⟩是实际惟一稳定的取向，而纯{112}面滑移，即 $m>1.16$ 时则{001}⟨110⟩成为轧制稳定取向。模拟结果表明，在 $m=0\sim0.85$ 或 $m=1.16\sim5$ 的范围内织构模拟结果并不发生明显变化，表明在这两个 m 值范围内分别由{110}面滑移或{112}面滑移主导。图 2-66 还显示 $m<0.85$ 时{001}⟨110⟩取向也有一定的稳定性，这表明{110}面的滑移也会使某些起始取向流向{001}⟨110⟩。当{110}面滑移和{112}面滑移同时出现时{112}⟨110⟩和{001}⟨110⟩两取向均表现出稳定性(参见图 2-66，$m=0.85\sim1.16$)。根据图 2-64 所示的结果可以断定，高强 IF 钢中应有更多的{110}面滑移，从而会导致其{001}⟨110⟩织构较弱。研究表明[78]，合金元素会促进铁基合金

中{110}面滑移更多开动，因而与这种对高强 IF 钢的判断一致。

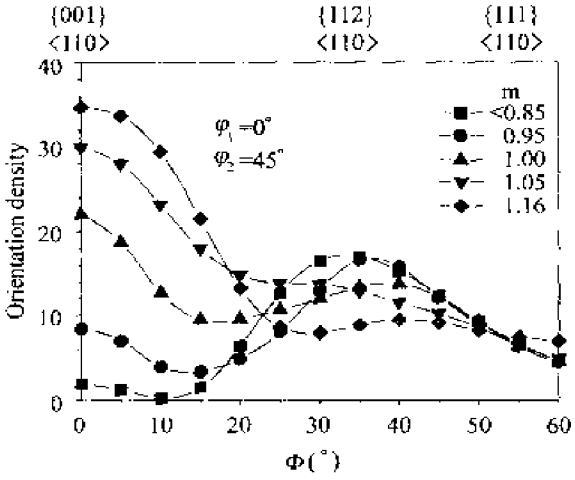


图 2-66　不同{110}/{112}滑移比 m 值条件下 80%冷轧织构的模拟计算(α 取向线分析)

如图 2-58 所示，轧制过程中轧板还会承受外来的切应力，并会改变轧制变形的晶体学行为。为简便起见，这里参见式(2-31)和式(2-43)所示的外来切应力，如下计算使位错开动的切应力 τ[71]：

$$\tau = \sigma_{11}\mu_n + \sigma_{31}\mu_s = \sigma_{11}(\mu_n + \mu_s\sigma_{31}/\sigma_{11}) = \sigma_{11}\mu \tag{2-45}$$

式中，外应力 σ_{ij} 由式(2-31)定义，μ_n 为式(2-31)外应力条件下的滑移系取向因子，μ_s 为对应外应力 σ_{31} 的取向因子，μ 为综合取向因子[71]。

根据钢板的实际轧制情况，设定 5 道次冷轧变形，且考虑到钢比铝的强度高而设后滑区为 65%，前滑区为 35%。由此增加式(2-45)所示的外切应力条件，并模拟计算钢板冷轧织构。图 2-67 给出了基于{110}面滑移的相应模拟计算取向分布函数。结果显示，随 σ_{31}/σ_{11} 比值的增加{112}〈110〉织构单调降低，且 σ_{31}/σ_{11} 比达 4.0 时会形成典型的体心立方金属剪切织构。该剪切织构表现为晶体取向在{110}〈001〉和{110}〈112〉附近的聚集(对照图 2-16)。

图 2-68 给出了基于{110}和{112}面共同滑移($m=0.95$)的相应模拟计算取向分布函数。结果显示，随 σ_{31}/σ_{11} 比值的增加{112}〈110〉织构也会降低，但同时在剪切织构出现之前{001}〈110〉织构组分会略有提高〔如图 2-68(a)～(c)，$\sigma_{31}/\sigma_{11}\leqslant 1.0$〕。在{110}面滑移系单独开动时{001}〈110〉织构始终很弱(如图 2-67)。当 σ_{31}/σ_{11} 比大于 4.0 时不仅形成了剪切织构，且也可观察到很明显的{112}〈111〉织构〔如图2-68(e)～(f)〕，该织构组分应来自{001}〈110〉〔参照图 2-68(c)～(f)〕。

图 2-69 给出了模拟计算的 α 取向线。随 σ_{31}/σ_{11} 的上升，当{110}面单独滑

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

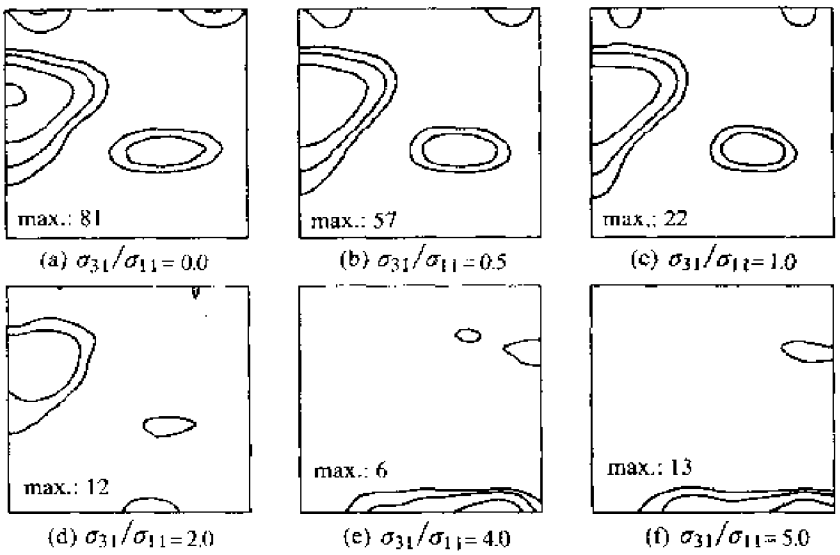


图 2-67　不同 σ_{31}/σ_{11} 比和{110}面滑移条件下
($m<0.85$)80%冷轧织构的模拟结果
($\varphi_2=45°$截面图，密度水平：2, 4, 8, 16, 32, 64)

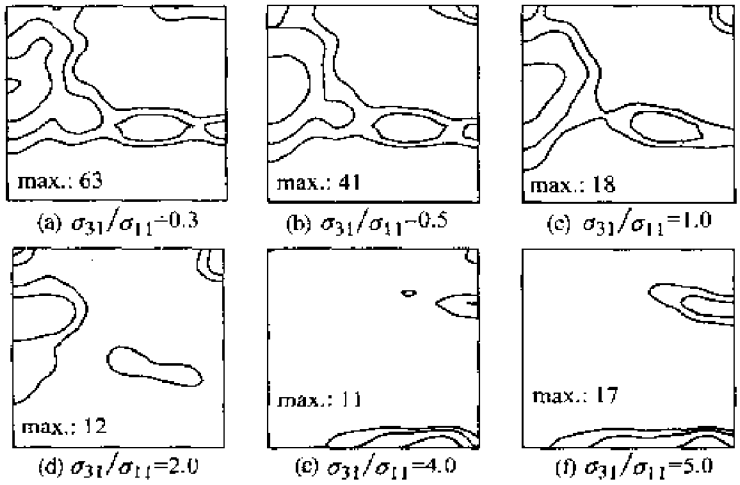


图 2-68　{110}/{112}面滑移条件下($m=0.95$)不同
σ_{31}/σ_{11} 比值时 80%冷轧织构的模拟结果
($\varphi_2=45°$截面图，密度水平：2, 4, 8, 16, 32, 60)

移时{001}〈110〉附近晶粒取向的聚集并未出现[如图 2-69(a)]，却出现在{112}面滑移同时进行时[如图 2-69(b)]。随 σ_{31}/σ_{11} 值的进一步上升，取向密度会通过{001}〈110〉移向{112}〈111〉[图 2-68(c)～(f)]，从而导致{001}〈110〉附近取向密

度的降低。因此相对较低的切应力 σ_{31} 应是造成图 2-62、图 2-63 和图 2-64 中所观察到的较强{001}〈110〉织构的原因。由此可见，体心立方轧板中较强的{001}〈110〉织构会反应出轧制变形的外来切应力和{112}面滑移的作用。而较强{112}〈111〉织构组分的出现[27,75,76]也应与{112}面滑移和极强的切应力 σ_{31} 有关。

可以看到，外来切应力 σ_{31} 会在体心立方轧板中造成两种不同的表面织构，其塑性变形晶体学过程应该基于位错在{110}面和{112}面同时开动。极高的外来切应力会导致强剪切织构，其特征为{112}〈111〉织构和取向密度在{110}〈001〉与{110}〈112〉之间较高的分布[参见图 2-68(e)、(f)]。较低的外来切应力会导致很强的{001}〈110〉织构(如图 2-65)。通常{001}〈110〉织构并不被看作是剪切织构，但如上分析，其形成确与外来切应力有关。

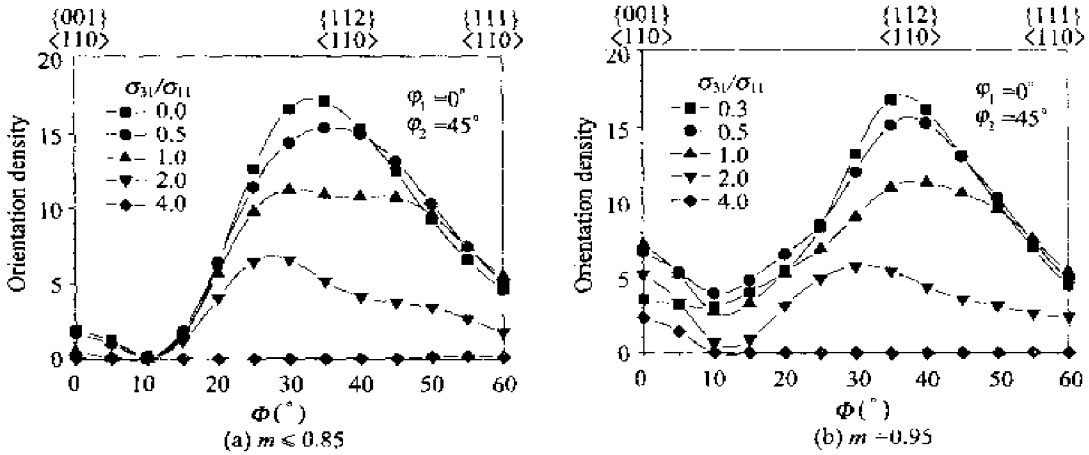


图 2-69　不同 σ_{31}/σ_{11} 比和不同{110}/{112}面滑移条件下模拟 80% 冷轧织构的 α 取向线分析

在 Fe-3%Si[76]、Fe-16%Cr[75,79] 及 Fe-28%Al[27] 等体心立方金属高温轧板中观察到了{112}〈110〉、{110}〈001〉、{110}〈112〉等典型的剪切织构组分。高温变形抗力的降低使道次压下量增大，并因而容易造成很大的外来切应力。由上述分析可以看到，这很会引起轧板表面形成剪切织构。然而在冷轧变形条件下，较高的变形抗力不容易造成大的道次压下量和高的外来切应力，因此很难在体心立方金属冷轧板中观察到典型的剪切织构。应该注意的是，较低的外来切应力仍会在轧板表面造成明显强于中心层的{001}〈110〉织构(参见图 2-65)，并会导致织构乃至性能的不均匀性。普通 IF 钢强度及变形抗力较低。在同样外来切应力 σ_{31} 条件下低的屈服强度就意味着较高的 σ_{31}/σ_{11} 比。所以处于同样的原理，铝、普通 IF 钢等低强度合金对外来切应力更敏感，更容易出现不均匀织构或剪切织构。另外，低强度导致较多的{112}面滑移[78]也会进一步促进表层{001}〈110〉织构的增强(参见图 2-65)。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

这里只是利用单系滑移模型对体心立方金属轧板织构的不均匀性和外来切应力的影响作了初步的分析。由于模拟计算的模型过于简单，图 2-66 至图 2-69 所示的计算结果并不能完整地表述真实体心立方金属织构的形成过程。相关的理论分析尚有待深入。

四、体心立方金属正常冷轧织构的模拟

在模拟体心立方金属正常轧制织构时可以把式(2-39)所示的反应应力加入模拟计算之中，但体心立方金属受反应应力影响的程度不同于面心立方金属。式(2-40)中对 $|\varepsilon_{ij}/(1.35\cdot\varepsilon_{se})|$ 的限制条件是 $\leqslant 0.5$。如果在模拟计算中对 $|\varepsilon_{ij}/(1.35\cdot\varepsilon_{se})|$ 限制为 $\leqslant p\cdot 0.5(0\leqslant p\leqslant 1)$，则可以观察 p 值对模拟结果的影响。图 2-70(a)、(b)、(c)给出了所模拟的压下变形量为 80% 时的轧制织构，铁的 ν 值约为 0.29[72]。与图 2-62(c)和图 2-63(c)所示的真实轧制织构相比，p 值较低时模拟结果更接近实际情况。当 p 值为 0.06 或 0.1 时 γ 取向线上取向密度分布的起伏程度明显降低，更接近冷轧无间隙原子钢板的织构。然而当 p 值达到其最高值 1.0 时，γ 取向线上的密度分布又明显偏离了冷轧无间隙原子钢板的织构，既取向 $\{111\}\langle 112\rangle$ 上的密度值明显升高而取向 $\{111\}\langle 110\rangle$ 上的密度值明显降低。这表明体心立方金属中反应应力的作用要弱于面心立方金属，式(2-40)所计算出的

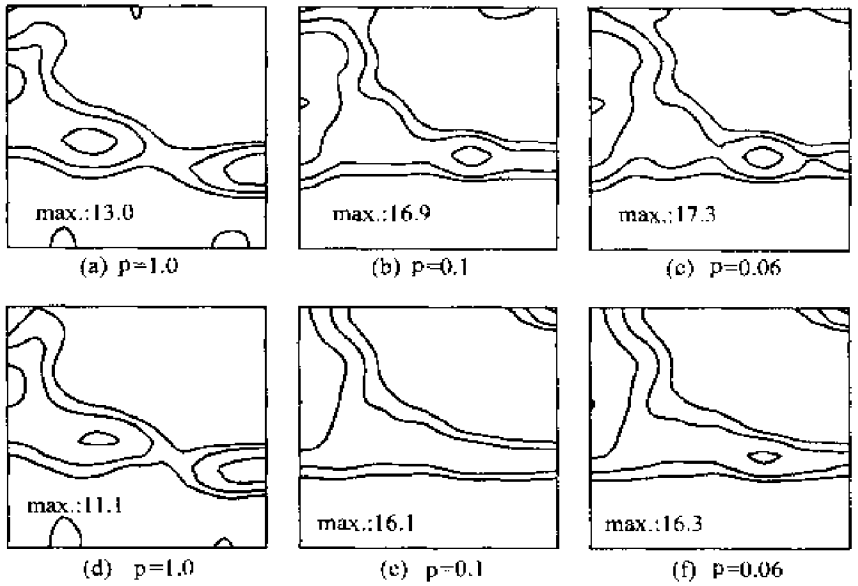


图 2-70　只第一滑移系开动[(a)、(b)、(c)图]或第二滑移系与第一滑移系取向因子差小于 5% 则第二系也开动[(d)、(e)、(f)图]时模拟压下量为 80% 的冷轧织构

[对式(2-44)有 $m=0.95$，取向分布函数 $\varphi_2=45°$截面图，密度水平：2，4，8，16]

反应应力并不会全部作用于变形晶粒整体的滑移系开动过程。设想多晶体的实际变形过程，式(2-40)所给出的反应应力会直接作用于变形晶粒与周围晶粒接壤的边界上，与面心立方金属的情况相比，当其向变形晶粒内部传递时可能以更加明显的幅度递减，因而大大减弱了反应应力对位错开动的影响力。另外在取向{001}〈110〉附近也可以发现，模拟计算的取向密度分布[参见图2-70(b)、(c)]与实际冷轧钢板[参见图2-62(c)、2-63(c)]尚有较大差别。

已有的模拟分析表明[70]，在多晶体塑性变形过程中当取向因子最大的两个滑移系的取向因子值非常接近时，其各自开动时所产生[如式(2-33)所示]的切应变分量会很大程度地相互抵消，进而增进多晶体的应变相容性。因此，在模拟计算中可以考虑在这种情况下令第二滑移系同时开动，既当第二滑移系与第一滑移系取向因子差小于5%时令第二滑移系开动。图2-70(d)、(e)、(f)给出了模拟结果，其中取向{001}〈110〉附近的取向密度分布得到显著提高，而且α取向线上密度分布的起伏状况以及整体织构结构也进一步与实际轧制织构趋于一致[参见图2-62(c)、2-63(c)]。

参考文献

[1] Walton D, Chalmers B. The Origin of the Preferred Orientation in the Columnar Zone of Ingots. Trans. Metall. Soc. AIME, 1959, **215**: 447～456

[2] Wassermann G. Texturen metallischer Werkstoffe. 2. Auflage. Berlin: Springer-Verlag, 1962.

[3] Hirsch J, Nes E, Lücke K. Rolling and Recrystallization Textures in Directionally Solidified Aluminum. Acta metall., 1987, **35**: 427～438

[4] Herrmann G, Gleiter H, Bäro G. Investigation of Low Energy Grain Boundaries in Metals by a Sintering Technique. Acta metall., 1976, **24**: 353～359

[5] 毛卫民，张新明. 晶体材料织构定量分析. 北京：冶金工业出版社，1993

[6] 刘国勋. 金属学原理. 北京：冶金出版社，1980

[7] Reid C N. Deformation Geometry for Materials Scientists. London: Pergamon Press 1973

[8] 王龙甫. 弹性理论. 第二版. 北京：科学出版社，1984

[9] Hirsch J, Lücke K. Mechanism of Deformation and Development of Rolling Texture in Polycrystalline FCC Metals. Acta metall., 1988, **36**: 2863～2927

[10] Stout M G. Experimental Deformation Textures of OFE Copper and 70:30 Brass from Wire Drawing, Compression and Torsion. Met. Trans., 1989, **20A**: 125～131

[11] Hutchinson W B. Development and Control of Annealing Textures in Low-Carbon Steels. Inter. Metals Rewiews, 1984, **29**: 25～42

[12] 毛卫民，余永宁. 冷轧奥氏体不锈钢加热时的转变. 金属热处理学报，1997, **18**(4): 5～9

[13] Sachs E. Zur Ableitung einer Fließbedingung. Z. *Verin Deutsch. Ing.*, 1928, **72**: 734～736

[14] Taylor G I. Plastic Strain in Metals. J. Inst. Met., 1938, **62**: 307～324

[15] Dillamore I L, Butler E, Green D. Crystal Rotation under Conditions of Imposed Strain and the Influence of Twinning and Cross-Slip. Met. Sci. J., 1968, **2**: 161～167

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

[16] Fortunier R, Driver H. Grain Reorientations in Rolled Aluminum Sheet: Comparison with Predictions of Continuous Constraints Model. Acta metall., 1987, **35**:1355～1366

[17] Mao W. Rolling Texture Development in Aluminum. Chin. J. Met. Sci. Technol., 1991, **7**: 101～112

[18] 毛卫民，王开平. 冷轧钢板变形织构的理论模拟. 北京科技大学学报，1993，**15**：497～502

[19] Asbeck H O, Mecking H. Influence of Friction and Geometry of Deformation on Texture. Met. Sci. Eng., 1978, **34**: 111～119

[20] Siebel E. Die Formgebung in bildsamen Zustande. Düsseldorf: Verlag Stahleisen, 1932

[21] КОЛПАШНИКОВ А И. ТЕЧЕНИЕ МЕТАЛЛАПРИ ПРОКАТКЕ СЛИТКОВ ИЗ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ. ЦВЕТНЫЕ МЕТАЛЛЫ, 1954, **4**: 49～56

[22] Mecking H. Auswirkung des inhomogenen Spannungs-zustand beim Bandwalzen auf die Textur. Z. Metallkd., 1970, **61**: 697～703

[23] Truszkowski W, Krol J, Major B. Inhomogeneitiy of Rolling Texture in fcc Metals. Met. Trans., 1980, **11A**: 749～758

[24] Tucker G E. Comment on Rolling Textures in f. c. c. and b. c. c. Metals. Acta metall., 1964, **12**: 1093～1094

[25] Bauer R E, Mecking H, Lücke K. Textures of Copper Single Crystals at Room Temperature. Mat. Sci. Eng., 1977, **27**: 163～180

[26] 毛卫民. 非均匀轧制铝板中的织构. 中国有色金属学报，1992，**2**：86～89

[27] Mao W, Sun Z. Inhomogeneity of Rolling Texture in Fe-28Al-2Cr Alloy. Scr. Met. Mat., 1993, **29**: 217～220

[28] Lücke K, Pospiech J, Virnich K H, Jura J. On the Problem of the Reproduction of the True Orientation Distribution from Pole Figures. Acta. metall., 1981, **29**: 167～185

[29] 毛卫民，赵新兵. 金属的再结晶与晶粒长大. 北京：冶金工业出版社，1994

[30] Ito K, Musik R, Lücke K. The Influence of Iron Content and Annealing Temperature on the Recrystallization Textures of High-Purity Aluminum-Iron Alloys. Acta. metall., 1983, **31**: 2137～2149

[31] Mao W. Influence of Rolling Reduction on Recrystallization Texture in Commercially Pure Al. Chin. J. Met. Sci. Technol., 1990, **6**: 257～262

[32] Mao W, Hirsch J, Lücke K. Influence of the Cube Starting Texture on Rolling and Recrystallization Texture Development. In: Kallend J S, Gottstein G. Proc. 8th inter. conf. Textures of Materials. Santa Fe: The Metallurgical Society, 1988. 613～618

[33] Zhang X. Entstehung und Entwicklung der Walz-und Rekristallisationstextur in Cu-Zn und Cu-P Legierungen in Abhängigket von der Walz-und Glühtemperatur sowie von der Ausgangskorngröβe. RWTH Aachen: Dissertation Thesis, 1987

[34] Inone H, Inakazu N. Deformation and Recrystallization Textures in Cold Rolled Titanium. In: Kallend J S, Gottstein G. Proc. 8th inter. conf. Textures of Materials. Santa Fe: The Metallurgical Society, 1988. 997～1004

[35] Dahms M, Wu Y, Bunge H J. Texture Development in Tetragonal Materials. In: Kallend J S, Gottstein G. Proc. 8th inter. conf. Textures of Materials. Santa Fe: The Metallurgical Society, 1988. 685～692

[36] Dillamore I L, Katoh H. The Mechanisms of Recrystallization in Cubic Metals with Particular Reference to Their Orientation-Dependence. Metal Science, 1974, **8**: 73～83

[37] Ridha A A, Hutchinson W B. Recrystallization Mechanisms and the Origin of Cube Texture in Copper. Acta Met., 1982, **30**: 1929～1939

[38] 毛卫民. 含钛冷轧铝板的再结晶机制. 科学通报，1992，**37A**：176～178

[39] Ibe G, Dietz W, Fraker A, Lücke K. Vorzugsorientie-rungen bei der Rekristallisation gedehnter Einkristalle aus Reinst-Aliminium. Z. Metllakde., 1970, **61**: 498～507

[40] Ibe G, Lücke K. Orientierungszusammenhänge bei der Rekristallisation von Einkristallen einer Eisen-Silizium-Legierung mit 3% Si. Archiv. Eisenhüttenwesen, 1968, **39**: 693～703

[41] Mao W. Chin. Influence of Oriented Growth on Recrystallization Texture in Commercial Purity Al. J. Met. Sci. Technol., 1991, 7: 296～301

[42] 毛卫民. 晶界快速迁移的原子模型. 中国科学 A, 1991, (3): 311－316

[43] Brickenkamp W, Lücke K. Proc. Texture Development during Grain Growth of Rolled and Annealed α-Brass Sheets. In: Nagashima S. *Proc. 6th Inter. Conf. on Texture of Materials*. Tokyo: The Iron and Steel institute of Japan, 1981. 570～580

[44] Eichelkraut H. Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Kornwachstum in Metallen in Gegenwart von Texturen und Partikeln. RWTH Aachen: Dissertation Thesis, 1988

[45] 赵新兵. 冷轧金属薄板中的晶粒尺寸分布及织构控制的晶粒长大的研究. 杭州: 浙江大学博士论文, 1990

[46] Heckelmann I, Zhao X B, Lücke K, Abbruzzee G. Texture Development during Grain Growth. Textures and Microstructures, 1991, **14～18**: 769～774

[47] Liu W P, Bunge J H. Orientation Selective Martinsite Transformation, The Transformation Probability. In: Bunge H J. Theoretical Methods of Texture Analysis. Oberursel: DGM-Informationsgesellschaft, 1987. 337～351

[48] Humbert M. Texture Transformation due to Phase Transformation. In: Bunge H J, Esling C. Advances and Applications of Quantitative Texture Analysis. Oberursel: DGM-Informationsgesellschaft, 1989. 213～224

[49] Maustahfid H, Humbert M, Philippe M J. Texture Transformation in a TA6V Sheet after Hot Compression. In: Liang Z, *et al*. Proc. 11th inter. conf. Textures of Materials. Beijing: Inter. Academies Publisher, 1996. 633～638

[50] Humbert M, *et al*. Evaluation of the High Temperature β Texture of a Sample of TA6V from Individual Orientation Measurement of Plates of the α Phase at Room Temperature. Materials Science Forum, 1994, **157～162**: 1225～1230

[51] Humbert M, *et al*. Study of the β-α"Transformation Induced by Rolling in Sheet of β-Cez Alloy. In: Liang Z, et al. Proc. 11th inter. conf. Textures of Materials. Beijing: Inter. Academies Publisher, 1996. 627～632

[52] Davies G J, Kallend J S, Morris P P. The Texture Quantitative Prediction of Transformation Textures. Acta metall., 1976, **24**(2): 159～172

[53] Dahms M, Park N J, Bunge H J. Texture Analysis in the Monoclinic Martinsitic Phase of a CuZnAl Shape Memory Alloy. Materials Science Forum, 1994, **157～162**: 507－514

[54] Park Y B, Lee D N, Gottstein G. Development of Texture Inhomodeneity during Hot Rolling in Interstitial Free Steel. Acta mater., 1996, **44** (8): 3421～3427

[55] Brückner G, Pospiech J. Modelling and Verification of Texture Development during the α→β Phase Transformation in Steel. In: Liang Z, et al. Proc. 11th inter. conf. Textures of Materials. Beijing: Inter. Academies Publisher, 1996. 598～603

[56] 毛卫民. 0Cr18Ni9 不锈钢轧制过程中的相定量分析. 物理测试, 1990, (4): 1～4

[57] Köster W. Beobachtungen an Kupfer zum gesetzmäßigen Gefügeaufbau nach der Rekristallisation. Z. Metallkde., 1926, 18: 112～116

[58] Ibe G. Capacitance and texture formation in aluminum capacitor foils. In: Bunge H J. Directional Properties

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

of Material. Oberursel: DGM-Informationsgesellschaft, 1988. 145～156

[59] Goyal A, *et al*. High critical current density supercon-ducting tapes by epitaxial deposition of $YBa_2Cu_3O_x$ thick films on biaxially textured metals. Appl. Phys. Lett., 1996, 69: 1795～1797

[60] Tomida T, Tanaka T. Development of {100} texture in silicon steel sheets by removal of manganese and decarburization. ISIJ International, 1995, **35**: 548～556

[61] Hu H. Recrystallization and Grain Growth. In: Tien J K, Elliott J F. Recovery, Metallurgical Treatises, New York: Metallurgical Society of AIME, 1981. 385～407

[62] Mao W. Model for rapidly moving boundaries. Science in China, 1992, **35**: 336～343

[63] Mao W. Texture in inhomogeneously rolled aluminum sheet. Transactions NFsoc., 1992, **2**: 98～103

[64] Thomson C B, Randle V. A study of twinning in nickel. Scr. mater., 1996, **35**: 385～390

[65] Köhlhoff G D, Krentscher B, Lücke K. Texture development in a cube oriented copper single crystal. In: Proc. 7th. inter. conf. Textures of Materials, Noordwijkerhoud: Netherlands Soc. for Materials Science, 1984. 95～100

[66] Bunge H J. General Outline and Series Expansion Method. In: Bunge J H, Esling C. Quantitative Texture Analysis. Oberursel: DGM-Informations-gesellshaft, 1986. 1～72

[67] Mao W. Chin. Influence of widening on the rolling and recrystallization texture in high purity Al with initial cube texture. J. Met. Sci. Technol., 1990, **6**: 325～332

[68] Hutchinson W B, Nes E. Evolution of cube texture in copper and aluminum. In: Hansen N. Proc. 7th. Risø inter. symp. Denmark: Metall. & Mat. Sci., 1986. 107～122

[69] Leffers T. Computer simulation of plastic deformation in face-centered cubic polycrystals and the rolling texture derived. *phys. stat. sol.*, 1968, **25**: 337～344

[70] Mao W. Modeling of rolling texture in aluminum. *Mat. Sci. & Eng.*, 1998, A257: 171～177

[71] Mao W. Simulation of shear texture formation in the surface layer of interstitial free steel sheets. *Inter. J. Engineering Simulation*, 2001, **2**: 17～23

[72] Hornbogen E, Warlimont H. *Metallkunde*, 2. Auflage. Berlin: Springer-Verlage, 1991

[73] Mecking H. Deformation of polycrystals. In: Haasen P, Gerold V, Kostorz G. Strength of Metals and Alloys, 5th inter. conf. Strength of Metals and Alloys, Aachen: 1979. **3**: 1573～1594

[74] Hirsch J, Mao W, Lücke K. Modulation of rolling and recrystallization textures of Al by variation of starting texture. In: *Aluminium Technology*' 86, London: Institute of Metals, 1986. B: 70.1～70.8

[75] Hölscher H, Raabe R, Lücke K. Relationship between rolling textures and shear textures in fcc and bcc metals. *Acta metall. mater.*, 1994, **42**: 879～886

[76] Mishra S, Därmann C, Lücke K. On the development of the Goss texture in iron-3% silicon. *Acta metall. mater.*, 1984, **32**: 2185～2201

[77] Ren H, Tang D, Sun Z, Mao W. Influence of grain size and retained atoms on the recrystallization texture in deep drawing steel. In: Szpunar A J. Proc. 12. inter. conf. *Textures of Materials*, Montreal: NRC Reaech Press, 1999. **2**: 938～943

[78] Sestak B, Zarubova N. Asymmetry of slip in Fe-Si alloy single crystals. *Physica status solidi*, 1965, **10**: 239～250

[79] Fedosseev A I, Raabe D, Gottstein G. Texture development and simulation of inhomogeneous deformation of FeCr during hot rolling. *Mat. Sci. Forum*, 1994, **157～162**: 1771～1776

第三章　传统金属材料的织构及其应用

§3-1　深冲压铝合金薄板

一、铝合金薄板的制耳效应

近些年来在铝合金应用上取得的主要成就之一就是刚性饮料罐体材料的大规模生产。这种材料十分便于回收再利用，因而符合人类社会工业生产可持续发展的战略思想。目前世界上大多数用过的铝制饮料罐均被回收，并制成新罐使用。饮料罐体的制作过程中要经过薄板的深冲压拉伸变形，因此对相应的冲压铝合金薄板的技术性能及其一致性和稳定性有极为严格的要求。随着饮料罐体不断地减薄，这种要求越来越高。通常的铝制罐体材料采用 3004 铝合金，该合金含有大约 1%Mn，1.2%Mg 及少量的 Fe、Si 和 Cu。在精确控制的冲压拉伸变形过程中这种合金表现出良好的抗表面磨损性能和优异的成形性能。

很早人们就发现了铝合金织构与制耳的内在联系。Blade 的研究表明[1]，铝板中的{001}〈100〉立方织构会造成 0°和 90°制耳，即制耳出现在与铝板轧制方向成 0°和 90°夹角的方向上；而{123}〈634〉或{124}〈211〉织构则会造成 45°制耳。在高

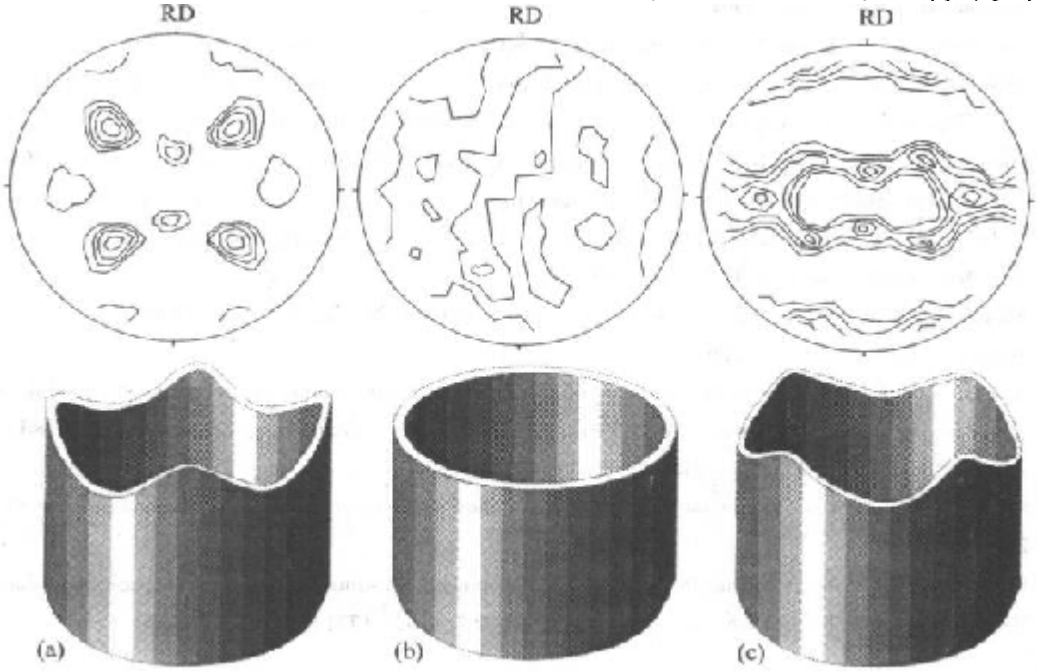


图 3-1　铝板中的织构({111}极图)与冲压制耳

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

度自动化的罐体连续冲压设备上制耳是非常有害的现象，因为它会严重干扰冲压设备的正常运转，大大降低生产效率和经济效益，严重的甚至会导致设备损坏。

图 3-1 给出了铝板织构与制耳关系的示意图[2]。参考第一章图 1-4 可以看出，图 3-1(a)中的立方织构造成了明显的 0°/90°制耳。随着立方织构的减弱 0°/90°制耳会逐渐消失。冷轧形成的{123}〈634〉织构〔图 3-1(c)〕则造成了 45°制耳，且随织构的减弱 45°制耳也会被弱化。图 3-1(b)显示的是一种十分理想的情况，试样中晶粒取向呈现随机分布的现象，同时基本上无制耳现象。为了达到图 3-1(c)所示的取向分布状态，通常可利用多方向交叉冷轧及相应退火获得，或借助多次小变形量冷轧和频繁的中间退火来实现。很显然这类处理工艺既不实用又无法形成有效的生产能力，因而对大工业生产是不可取的。分析各个试样可以发现，立方织构和{123}〈634〉或{124}〈211〉织构分别会造成 0°/90°和 45°制耳，但这两类制耳会有相互补偿作用，如果这两种织构同时出现在轧板内并有适当的配比，则可使得实际的制耳大幅度降低(图 3-1)，因此利用这两类织构的相互补偿作用可以制造出深冲压铝合金薄板。

二、制耳效应的消除

为使铝制饮料罐在其冲压过程中及制成后具备适当的强度，冲压变形前合金薄板须经大于 80%的冷轧变形。但这种高变形的结果势必造成轧制织构，并因此导致冲压板的 45°制耳。如果冷轧加工前铝合金热轧板内已有较强的立方织构并因此有生成 0°/90°制耳的倾向，则这种制耳倾向就会在冷轧过程中逐渐转向 45°制耳，且残余 0°/90°制耳倾向会抵消新生的 45°制耳倾向。适当的热轧加工和相应的冷轧变形量可使 0°/90°制耳的倾向和 45°制耳的倾向达到某种平衡，进而总体上呈现极微弱的或完全没有制耳效应。图 3-2 给出了随热轧板的 0°/90°制耳效应的升高冷轧板的 45°制耳效应的下降的关系[3]。由此可见，为了经济、高效地生产饮料罐，必须设法使热轧板内有尽可能强的立方织构。

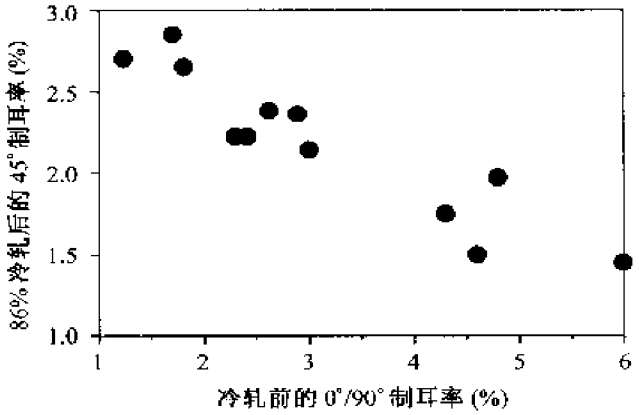


图 3-2　热轧板 0°/90°制耳率对冲压 45°制耳的影响[3]

人们已经作了大量的科学研究和技术开发以消除铝合金薄板的制耳效应。由于商业利益的影响，这些研究和开发的成果很少被发表或公开。但是很显然，热轧过程的控制对于优质铝合金薄板的生产具有十分重要的意义。虽然热轧余热会使铝合金板在卷取过程中得到一定程度的退火，但在很多情况下立方织构量还不足以满足冲压加工的要求。

三、增加铝合金热轧板中立方织构的方法

热轧后作退火处理可使铝板内产生较强的立方织构，但同时退火处理往往会造成较大的再结晶晶粒，不利于保证铝板最终冲压成形加工时的强度和成形性的均匀性。可以考虑采用快速多机架热连轧技术作热轧加工，以保持较高的储存能和很高的铝板终轧温度，从而使相应的动态再结晶和轧后冷却过程中的静态再结晶同时造成强立方织构和细晶粒组织。

为确保冷轧80%后的铝板(约0.3毫米厚)能直接冲压变形，需要设定较低的热轧终轧厚度(约2毫米厚)，这就对热轧设备有很高的精轧和板型控制要求。饮料罐的深冲压加工需要铝合金板有很高的强度，所以除了80%冷轧造成的加工硬化外3004铝合金中的Mn、Mg、Fe、Si、Cu等合金元素也会借助固溶或析出相的方式提高合金的强度。弥散的析出相往往会阻碍立方织构的增强，因此需要采取措施粗化因过饱和而产生的析出颗粒，以提高热轧板中的立方织构量。

Hutchinson等人较为系统地研究了热轧退火工艺路线中各种因素对热轧板内立方织构的影响[3]。他们发现合金中铁的含量、热轧前均匀化退火的温度、热轧压下量、热轧终轧温度、热轧板退火升温速度、退火前的少量冷变形、随机取向晶粒的多少等诸多因素都会影响到热轧板的立方织构量。在立方织构生成的同时常会伴随出现{011}〈100〉织构，它对0°/90°制耳也有类似于立方织构的作用。

Ito等人的研究表明Fe含量增加会明显妨碍立方织构的形成[4]，尤其要防止大于3μ的一次含Fe析出颗粒的存在[3]。因为{001}〈100〉与{011}〈100〉取向晶粒主要在变形基体中形核，而随机取向的晶粒则在析出相颗粒附近的变形区内形核，如果防止大尺寸含Fe析出颗粒出现可以有效地减小颗粒附近的变形区，从而遏制随机取向的晶粒的数量。Hutchinson等人还发现3004合金最佳的热轧终轧温度大约在280℃左右。可能此时热轧板内聚集了适当的储存能以驱动再结晶，同时又保持较好的立方再结晶核的生成条件，因而使得随后退火过程中得以形成较强的立方织构。降低热轧板再结晶退火的升温加热速度可以促使回复与再结晶过程在弥散析出物粗化之前尽可能多地完成以保证较高的立方织构量。

提高热轧前均匀化退火的温度会造成Fe、Mn、Si等各种析出物粗化，不利于立方织构形成，因而应采用较低的均匀化温度。同时应适当提高热轧压下量。热轧板经约8%的冷轧变形可使退火后的0°/90°制耳的倾向增强[3,5]。

表3-1列出了一些加工因素对热轧板织构组分的影响[3]。从1、2、5号试样可

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

以看出 Fe 含量的影响，从 2、4 号试样可以看出热轧前均匀化退火的影响，从 2、3 号试样可以看出热轧后退火加热的影响。其中 1 号试样所采用的工艺比较理想。图 3-3 给出了表 3-1 中 4 号试样热轧退火后的取向分布函数截面图，参照第一章图 1-9(b)可以看出试样中主要有立方织构、{011}〈100〉织构和少量{123}〈412〉织构。图 3-4 给出了工业生产出的 3004 合金冷轧饮料罐薄板的织构。可以看出，冷轧变形生成了轧制织构如{123}〈634〉、{011}〈211〉等。同时在立方取向附近仍残留了一些冷轧变形前晶粒取向密度，这些取向密度分布可以明显地补偿轧制织构造成的制耳效应。

表 3-1　不同因素对热轧板织构组分的影响[3]

序序	Fe 含量 wt. %	热轧前均匀化退火	热轧后退　火	取向密度值			随机分布织构组分(%)
				{001}〈100〉	{011}〈100〉	{123}〈412〉	
1	0.31	560℃，6 h	慢加热至 375℃保温 1h	27.9	10.2	4.6	56
2	0.45	560℃，6 h	慢加热至 375℃保温 1h	21.6	7.9	3.7	55
3	0.45	560℃，6 h	快加热至 480℃保温 5min	15.4	8.3	2.9	68
4	0.45	600℃，10 h	慢加热至 375℃保温 1h	11.8	4.7	2.4	64
5	0.58	560℃，6 h	慢加热至 375℃保温 1h	16.0	6.8	3.7	69

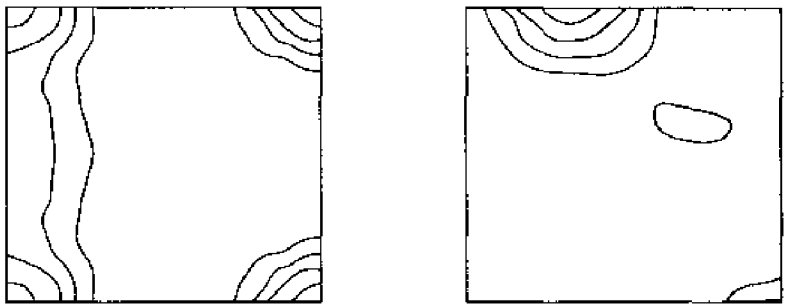
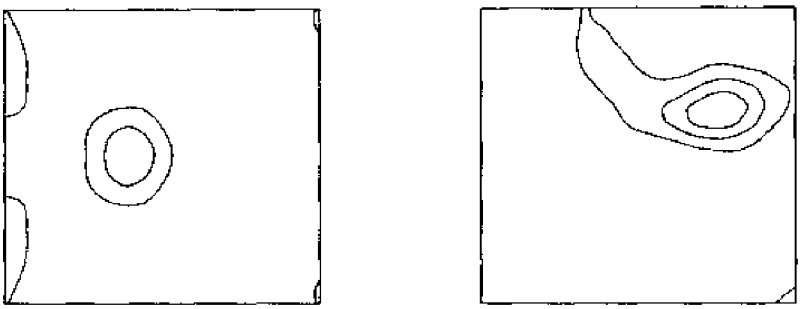


图 3-3　表 3-1 中 4 号试样热轧退火后的织构
(ODF 截面图，密度水平：2，4，7，10)[3]



φ_2=0° 截面　　φ_2= 60° 截面

图 3-4　工业生产出的 3004 合金冷轧饮料罐薄板的织构
(ODF 截面图，密度水平：2,4,6,8)

§3-2　不可热处理强化铝合金的力学性能

一、不可热处理强化的变形铝合金

纯铝及许多变形铝合金在熔点以下基本上无相变过程，或完全没有相变发生，因此不可以通过热处理强化。在很多情况下，为了确保合金具有足够的强度，常常需要在冷变形状态下以加工硬化强度来强化合金。此时，变形铝合金中的缺陷结构和变形织构会对其力学性能及其各向异性带来重要的影响。

在变形铝合金中不可避免地存在着某种变形织构及相应的各向异性。根据合金使用条件的不同往往需要通过调整合金的织构组态以获得所希望的力学性能各向异性。而织构结构的调整则可以借助适当的各加工工艺的组合来实现。

二、5456 轧制铝合金的织构与强度

以变形 5456 铝合金(重量百分比：0.16% Si，0.32% Fe，0.037% Cu，0.57% Mn，4.95% Mg，0.040% Cr，0.015% Zn，0.015% Ti)为例，取 A、B 两块热轧板并从 3mm 厚冷轧至 0.7mm 厚，将 A 板作 350℃ 2 小时中间再结晶退火，然后将 A、B 两板冷轧至 0.35mm 厚。最终对 A、B 两板作 205℃ 20 分钟退火处理[6]。设冷轧板厚度为 d_0，且测量处到冷轧板中心的垂直距离为 d_0 定义 s 值为 $s=2d/d_0$。显然，s 等于 1 时表示轧板表面，s 等于 0 时表示轧板中心。

图 3-5 给出了 A 板最终回复退火后的 ODF 等 φ_2 截面图，图中反映出了典型的铝中常见的轧制织构[7]，且可简化为取向密度沿 β 取向线的分布[8]。图 3-6 给出了 A 板最终退火后在不同部位取织构试样，并在不同 s 值处测得的取向分布函数中 β 取向线的密度分布[参见图 3-6(a)]，及取向线在取向空间中的位置[图 3-6(b)]。可以看出，在各个部位不同深度测得的取向分布峰值几乎完全重叠在一起，且密度峰的位置也完全一致。A、B 板在其他各种状态下也反映出了图 3-6 所

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

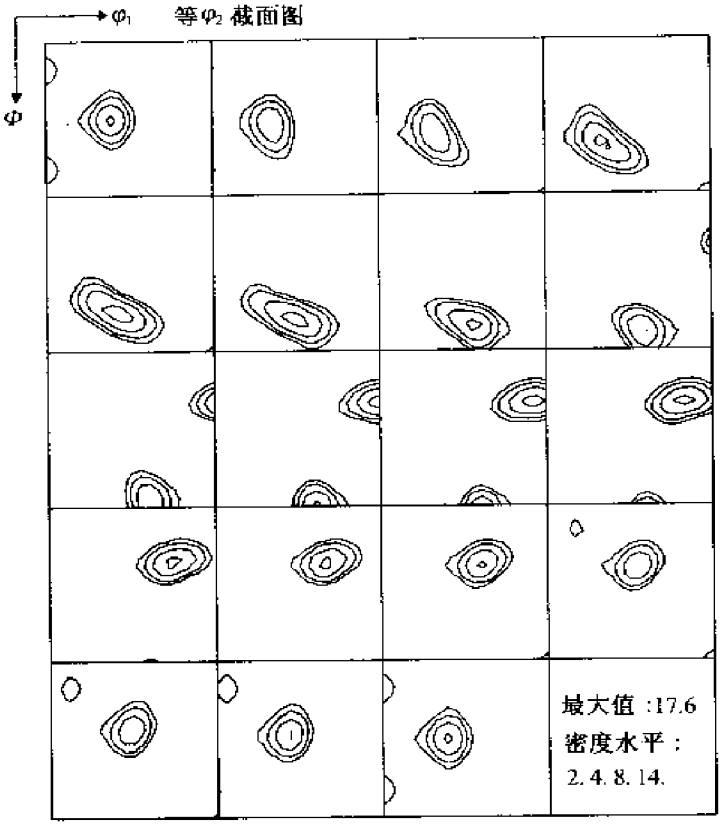
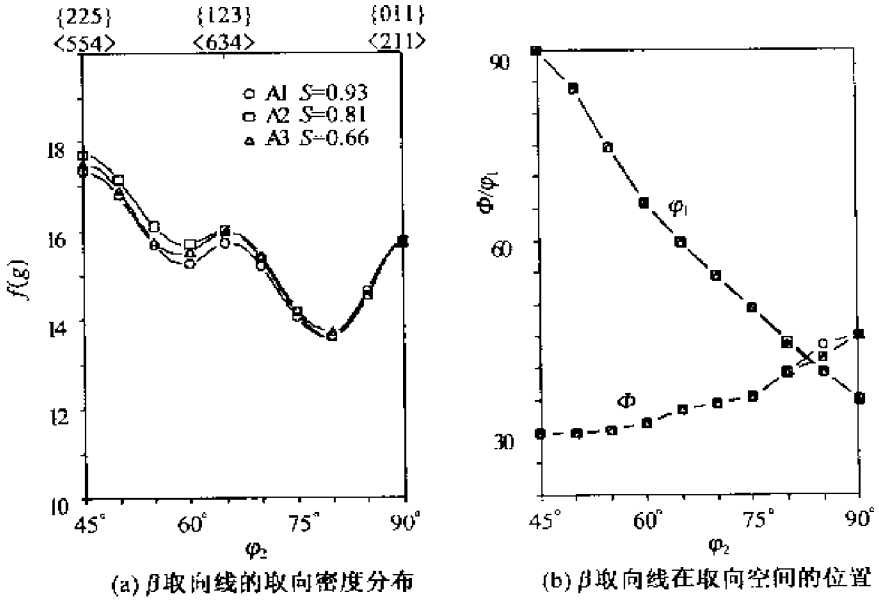


图 3-5　5456 铝合金 A 试样最终回复退火后的织构



(a) β取向线的取向密度分布　　(b) β取向线在取向空间的位置

图 3-6　5456 铝合金 A 试样最终退火织构的 β 取向线分析

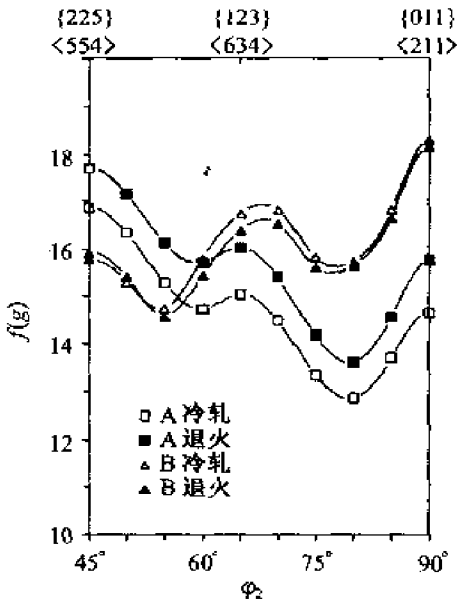


图 3-7　最终回复退火前后 A 和 B 试样中的织构

示的取向分布的一致性，说明加工过程所造成织构分布的均匀性。图 3-7 显示了 A、B 板最终退火前后所得织构的 β 取向线密度分析。最终的退火并没有引起冷轧板的再结晶，退火前后轧板始终保持着冷轧变形的组织，但冷轧板经历了一个较强的回复过程。图 3-7 中所示的各取向线密度分布有一定差别，反映出了各试样不同工艺过程对织构的影响。

从整体取向密度的分布状态可以看出，晶体取向基本上沿 β 取向线聚集于取向 {011}〈211〉、{225}〈554〉和 {123}〈634〉附近（图 3-7 所示），A、B 各试样最终退火前后织构的类型均没有发生原则变化，这与通常的铝板轧制织构十分相似[7]。最终退火使 A 试样中 β 取向线上的密度有所增强，而 B 试样的取向密度却无明显变化。A、B 两试样的密度分布有所不同，A 试样中 {225}〈554〉取向附近的密度分布较高，而 B 试样中 {011}〈211〉取向附近的密度分布较高，从中可以看出中间再结晶退火对轧板最终织构的影响。表 3-2 列出了图 3-7 所示织构组分的定量分析结果[9]。可以看出，中间再结晶退火和最终回复退火均对织构组分体积量和散布宽度产生了一定的影响，其中最终回复退火使 A 试样各织构组分的散布宽度减小。对应 β 取向线密度增强的现象（参见图 3-7），说明回复退火使 A 试样的织构锋锐化，而在 B 试样中却没有这一锋锐化过程。

表 3-2　最终退火前后织构组分定量分析及相应取向因子

织构组分定量分析		{011}〈211〉		{225}〈554〉		{123}〈634〉	
		体积量	散布宽度	体积量	散布宽度	体积量	散布宽度
冷轧状态	A	23.1%	9.48°	22.6%	8.97°	46.3%	9.43°
	B	27.0%	9.23°	18.5%	8.38°	47.0%	8.99°
退火状态	A	23.3%	9.24°	20.8%	8.45°	46.4%	9.18°
	B	25.1%	8.99°	18.3%	8.32°	46.6%	9.04°
拉伸条件下各织构组分的取向因子 m		轧向	横向	轧向	横向	轧向	横向
		0.41	0.28	0.33	0.41	0.40	0.45

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

表 3-3 给出了与织构及组织结构状态密切相关的 A、B 试样轧向与横向的拉伸试验数据。从中亦可以看出，中间再结晶退火和最终回复退火对力学性能及其各向异性的影响。最终回复退火使所有强度值降低，但沿轧向和横向的下降幅度不同，屈服强度沿轧向下降的幅度较大(见表 3-3 下部)。另一方面，中间再结晶退火也使最终的强度水平有所降低。

表 3-3 最终退火前后的拉伸强度

不同方向强度水平		屈服强度($\sigma_{0.2}$/MPa)		和拉伸强度(σ_b/MPa)	
		轧向	横向	轧向	横向
冷轧状态	A	385	357	419	424
	B	371	371	421	431
退火状态	A	334	337	389	398
	B	335	348	391	401
强度下降	A	51	20	30	26
	B	36	23	30	30

由此可见，中间再结晶退火和最终回复退火与冷轧的适当组合可以控制织构组态，进而调整铝合金板各个方向的强度水平。

三、中间再结晶退火的影响

350℃时 5456 合金中的镁基本上溶入铝基体中，使再结晶过程得以顺利完成。A 试样的中间再结晶退火使 A、B 两试样最终退火前积累的冷变形量不同，A 为 50%而 B 为 88%。由此可以推断出 B 试样的加工硬化程度高而应有较高的屈服强度。由表 3-3 可知，B 试样轧向的屈服强度反而低于 A 试样，这显然是由于冷轧织构引起的。冷轧后 A、B 两试样{123}〈634〉织构组分的体积量相差不大，主要差别表现在{011}〈211〉和{225}〈554〉两个织构组分上(参见表 3-2)。铝单晶体的屈服应力(σ_s)是各向异性的。根据临界分切应力定律有 $\sigma_s = \tau_c / m$，其中 τ_c 表示使滑移系开动的临界分切应力，m 表示取向因子。表 3-2 所示的取向因子是{011}〈211〉、{225}〈554〉和{123}〈634〉三种取向在拉伸应力下首先开动的滑移系的取向因子。由此可以看出，{011}〈211〉织构组分使轧向拉伸的变形抗力降低，而{225}〈554〉织构组分使横向拉伸的变形抗力降低。与 A 试样相比，冷轧后 B 试样{011}〈211〉织构组分体积量大而{225}〈554〉织构组分体积量小(表 3-2)，因而使 B 试样轧向的屈服强度较低，同时也说明这里织构组分对屈服强度的影响高于加工硬化的作用。

中间再结晶退火前A板中已积累了77%的冷轧变形量，因而会形成{011}〈211〉、{225}〈554〉和{123}〈634〉等织构组分。再结晶退火会使冷轧织构消失，并生成{124}〈211〉和一定量的{001}〈100〉织构组分[10]，其中{124}〈211〉与轧制变形生成的{123}〈634〉的取向位置十分相近。随后进一步的冷轧变形使再结晶后的晶粒取向迅速在{123}〈634〉附近并沿 β 取向线向{225}〈554〉聚集[7]，这就造成了A试样中{225}〈554〉织构组分较高的体积量。再结晶后的多数晶粒取向并不十分有利于向{011}〈211〉聚集，因此最终冷轧后A试样中{011}〈211〉织构组分积累的体积量较少(表3-2所示)。

四、最终回复退火的影响

回复退火降低冷变形铝合金中的位错密度及加工硬化程度，因而降低了合金的强度水平(表3-3所示)。轧制变形时轧板主要承受了轧向的拉应力和轧板法向的压应力，因此主要的宏观应变表现为轧向伸长和板法向减薄。如果冷轧变形量不很高，在随后的回复过程中一部分造成轧向伸长的滑移位错会比较容易地在原滑移面上反向迁移，进而缓解原有变形应力，也使位错密度有所下降。此时若沿原轧向作拉伸变形，则会表现出比未作回复处理低很多的屈服应力。冷轧变形一般没有轧板横向的正应变，因而这种特殊的回复过程不会反应在轧板横向上，沿横向作拉伸变形时屈服强度的降低只能反映出合金整体位错密度降低的水平。所以合金试样就在最终回复处理后表现出沿轧向较大的屈服强度下降(表3-3所示)。与A试样相比，B试样回复退火前积累了较高的冷轧变形量，因而导致位错缠结严重，位错的变形组态比较复杂，因而上述滑移位错在原滑移面上反向迁移的行为比较困难，使得回复退火后轧向的屈服强度下降不如A试样明显(表3-3所示)，而更多地依赖于合金整体位错密度的降低。

设想在一晶粒的冷变形过程中一组位错沿特定的滑移面滑移，则正、负位错会向相反的方向移动。变形量增大时，正、负位错会因某种塞积现象而在滑移面上按一定规则排列。位错的这种增殖状态会使变形晶粒的点阵扭曲，进而造成取向的漫散化倾向。当许多晶粒取向处于某一冷轧变形稳定的取向附近时，除了各个变形晶粒取向有所不同外，每个晶粒取向的漫散化也会造成相应冷轧织构组分散布宽度一定程度的增大。如果冷轧变形量不很高，回复过程中滑移位错在原滑移面上的反向迁移和对消会明显降低变形晶粒的点阵扭曲和取向的漫散化，从而使得相应织构组分的散布宽度减小、取向密度值增高。这一现象确实在冷变形积累量不很高的A试样中反映出来(参见表3-3，图3-7)。由于较高冷变形量造成的复杂位错组态，B试样中的这种现象则很不明显(图3-7所示)。

由于上述种种原因，回复退火也造成了合金板屈服强度各向异性的变化。如A试样轧向和横向回复退火前的屈服强度各向异性，而回复退火后则近乎各向同性；B试样回复退火前的屈服强度各向同性，而回复退火后则变得各向异性。由

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

此可见，通过中间再结晶退火和最终回复退火的结合可以控制各个织构组分体积量，进而调整合金板的各个方向的强度。

§3-3 超深冲无间隙原子钢

一、无间隙原子钢的发展

无间隙原子钢，或称 IF 钢(Interstitial Free Steel)是自 20 世纪 70 年代以来随着真空冶炼技术发展而出现并得到工业化生产的新一代钢板。由于其较低的屈服强度和非常高的塑性应变比值(r 值)，使得这种钢板具有优越的超深冲压性能。这样就可以使许多难冲压零件、深冲压零件一次冲压成形，因而受到了汽车、机械等许多工业生产部门的欢迎。进入 80 年代，这种钢板的世界年产量已达数百万吨，并且相应的品种也不断增多。以日本钢铁公司为例，其 1992 年无间隙原子钢的产量是 1986 年的八倍多[11]。但是由于无间隙原子钢生产含概较高的技术含量，因而其生产主要集中在日本、德国、法国等少数工业发达国家。中国于 80 年代末期开始研制无间隙原子钢并获得成功，宝山钢铁公司于 90 年代初期已经可以成批生产冷轧无间隙原子钢板。

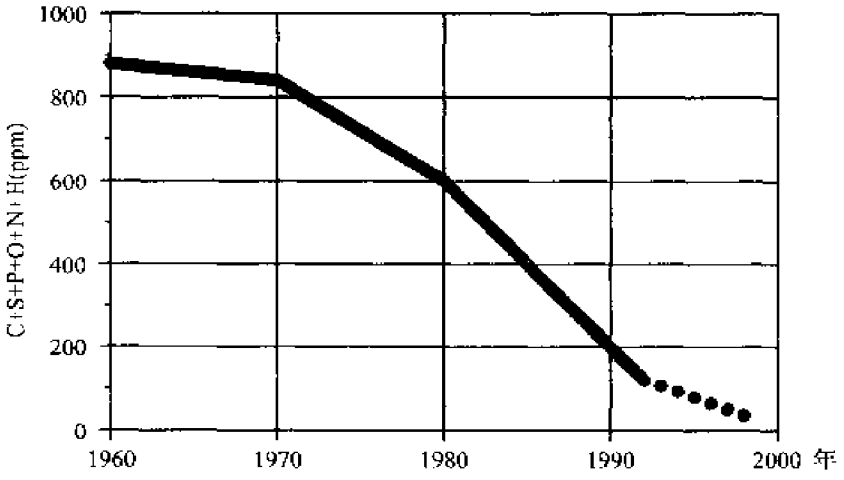


图 3-8 近几十年钢铁工业因冶炼技术的提高而使钢纯净度提高的大体水平[12]

生产无间隙原子钢的基本原则是利用真空脱气、炉外精炼等先进冶炼技术使钢中的各种杂质元素含量大大降低，其中碳、氮无间隙原子的含量要明显低于万分之一，使钢达到高纯净的状态。然后利用钢中微量的钛、铌等强碳、氮化物形成元素进一步扫清基体内的间隙原子，使钢达到无间隙原子状态。图 3-8 显示了近几十年钢铁工业因冶炼技术的提高而使钢纯净度提高的大体水平[12]。目前钢铁工业所达到的 C + S + P + O + N + H 的总量可以低于 100ppm。图 3-9 给出了近几十

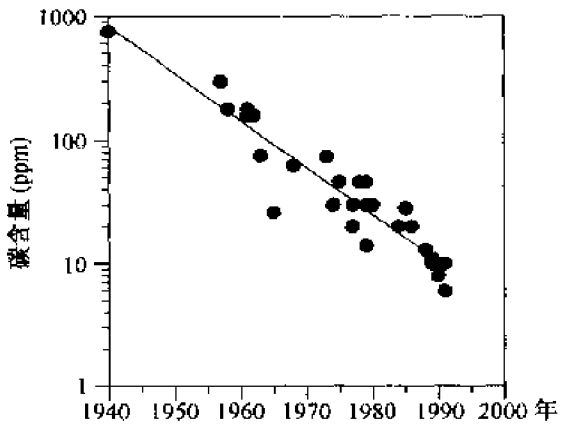


图 3-9　钢铁工业所能达到的钢材最低含碳量[11]

年钢铁工业能使钢的碳含量降低的发展水平[11]。图 3-10 显示了微量的钛、铌等强碳、氮化物形成元素加入钢板基体后使板 r 值的平均值 $\bar{r}$ 提高的幅度[11]。研究表明[13]，在这种高纯净、无间隙原子的钢的冷轧加工过程中，其很明显的动态回复过程可以造成很强的冷轧{111}纤维面织构，并促使最终有利的{111}再结晶面织构的进一步增强，从而利用其各向异性大幅度地提高钢板的深冲压性能。

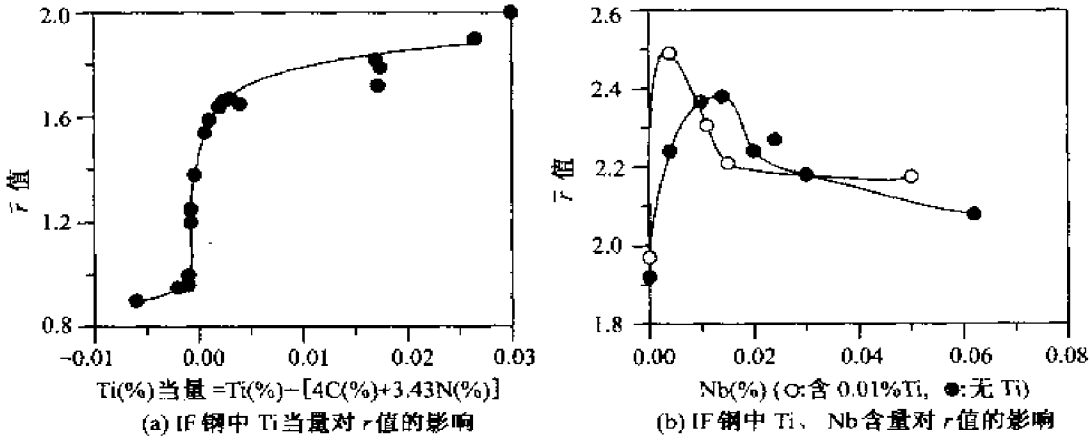


图 3-10　钛、铌等强碳、氮化物形成元素对钢板最后 r 值的影响[11]

二、无间隙原子钢的各向异性

长年的生产实践使人们发现，表达钢板冲压性能的塑性应变比——r 值，与钢板织构有着密切的关系。Hutchinson 总结了这一关系[14]，结果表明钢板的{111}纤维面织构有利与冲压性能的提高而其{100}面织构则不利于冲压性能的提高。图 3-11 借助钢板 X 射线{222}与{200}衍射强度比示意性地给出了钢板 r 值

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

的平均值 $\bar{r}$ 与织构的关系[14]。尽管图 3-8 所示的 $I_{\{222\}}/I_{\{200\}}$ 的比值在很大范围内波动，即 $I_{\{222\}}/I_{\{200\}}$ 的比值在很大范围内可以对应着同一个 r 值，但仍不妨定性地看出 $\{222\}$ 与 $\{200\}$ 面织构对 r 值的影响。

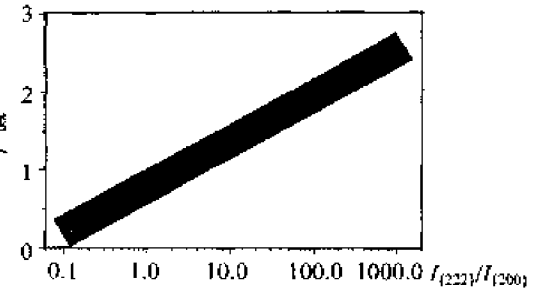


图 3-11 钢板 r 值与 $\{111\}$ 和 $\{100\}$ 面织构的关系[14]

假设单晶铁板的轧面为 $\{hkl\}$ 面，对单晶体沿轧面某一方向作拉伸变形。拉伸方向与板面上 $\langle u\ v\ w\rangle$ 晶向的夹角分别为 0°、45°和 90°。设单晶体变形时开动的滑移系是 $\{110\}\langle 111\rangle$，且为单系滑移，即在单轴拉伸应力下取向因子最大的滑移系开动。这相当于第二章第二节所述的 Sachs 模型。根据式 2-4 计算板面内垂直拉伸方向与轧板法向的正应变比，即可求出 r 值。表 3-4 给出了相应的计算结果，r 的下标表示 r 的计算值所对应的方向与轧向的夹角。可以看出，

表 3-4 单晶取向与 r 值关系（$\{110\}\langle 111\rangle$ 单系滑移）[8]

$\{h\ k\ l\}$	$\langle u\ v\ w\rangle$	r_0	r_{45}	r_{90}
{001}	⟨100⟩	0.00	0.00	0.00
	⟨510⟩	0.15	0.15	0.15
	⟨520⟩	0.21	0.21	0.21
	⟨320⟩	0.15	0.15	0.15
	⟨110⟩	0.00	0.00	0.00
{011}	⟨100⟩	0.00	0.15	∞
	⟨211⟩	0.00	∞	∞
	⟨755⟩	0.15	∞	0.15
	⟨111⟩	∞	∞	0.00
	⟨011⟩	∞	0.15	0.00
{111}	⟨110⟩	∞	∞	∞
	⟨451⟩	∞	∞	∞
	⟨231⟩	∞	∞	∞
	⟨121⟩	∞	∞	∞
{112}	⟨110⟩	2.00	∞	0.00
	⟨241⟩	2.57	0.72	0.72
	⟨131⟩	∞	0.50	0.82
	⟨194⟩	∞	0.00	∞
	⟨174⟩	0.82	0.50	∞
	⟨132⟩	0.72	0.72	2.57
	⟨111⟩	0.00	∞	2.00

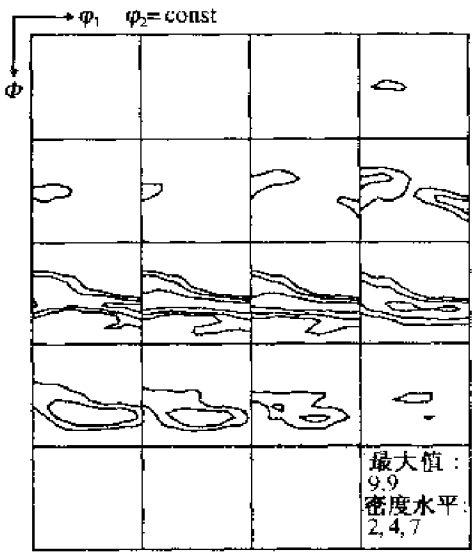


图 3-12 工业生产冷轧 IF 钢板成品的织构

（等 φ_2 截面图，密度水平：2,4,7）

不论拉伸方向与晶体〈$u\ v\ w$〉方向的夹角是多少，当晶体的{001}面平行于板面时所获得的 r 值最低，而当晶体的{111}面平行于板面时所获得的 r 值最高。其他情况则介于这两者之间。也就是说晶体〈001〉方向的塑性变形抗力最小，而〈111〉方向的塑性抗力最大。当然实际的无间隙原子钢不是单晶体，塑性变形时不一定是单系滑移，开动的滑移系也不一定仅仅是{110}〈111〉，同时还会有一些冶金因素影响到钢板的 r 值。但从这里简化了的计算分析可以定性地看出图 3-11 所展示的织构与 r 值的关系。无间隙原子钢正是利用{111}纤维面织构造成的板厚度方向上的高塑性变形抗力来大幅度地提高钢板的深冲压性能。

图 3-12 给出了工业生产的冷轧无间隙原子钢板成品的织构（取向分布函数 φ_2 = 45°截面图），图中的密度分布集中处所对应的取向位置可参照图 2-16。可以看到钢板中有很强的{111}纤维面织构。

三、无间隙原子钢的织构控制

不仅无间隙原子钢的化学成分会对 r 值有重要影响，而且其加工工艺参数也会对 r 值有非常大的影响。如图 3-13 所示，钢板热轧的终轧温度对热轧晶粒尺寸和最终 r 值有明显影响[15]。可以看出细小的热轧晶粒组织有利于提高钢板 r 值，而热轧晶粒尺寸与热轧过程中少量碳、氮化合物及其他冶金夹杂的析出行为和分布状态密切相关。图 3-14(a)示意性地展示了热轧卷取温度对最终 r 值的影响，表明卷取温度与最终的冷轧板退火温度有密切联系。罩式炉的升温和保温周期很长而加热温度只有 700℃左右，连续炉的升温和保温周期都很短而加热温度可达 830℃以上。分析表明[17]，保持钢中少量的析出物在晶界弥散析出有利于 r 值的提高。罩式炉长时间的加热容易造成析出物在再结晶完成之前已经聚并长大，不利于保持{111}纤维面织构和高的 r 值，所以应快冷低温卷取，让析出物在最终缓慢加热时在晶界弥散析出。连续炉处理时间只有 2～3 分钟，再结晶在高温很短时间内即可完成，因此需要析出物在加热之前已经沿晶界弥散析出以保证再结晶之后获得所需的{111}纤维面织构和高的 r 值。

图 3-14(b)、(c)还示意性地给出了冷轧变形量和最终退火温度对 r 值的影响。这些工艺参数的合理选取均涉及所使用的生产设备，因此应该根据实际的生

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

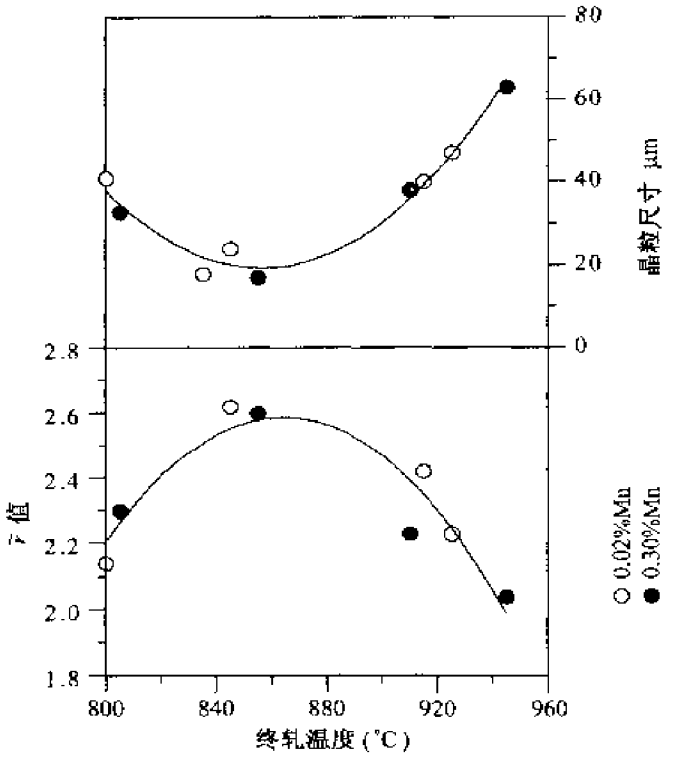


图 3-13　终轧温度和热轧晶粒尺寸对 IF 钢 r 值的影响[15]

产条件探索出最佳的工艺方案，不能生搬硬套。例如实验室研究证明，冷轧变形量越大越对 r 值有利，而实际现场生产则表现为冷轧变形量太大则对 r 值不利〔图 3-14(b)〕。这主要是因为现场冷轧设备通常是五机架连轧，即相当于固定的冷轧五道次。与实验室可任意增加冷轧道次很不相同，如果升高生产现场的总压下量，则每道次的压下量也会升高，在很高的道次压下条件下会造成不均匀变形和不均匀织构(参见第二章第三节和第八节)，因而影响最终 r 值的提高。

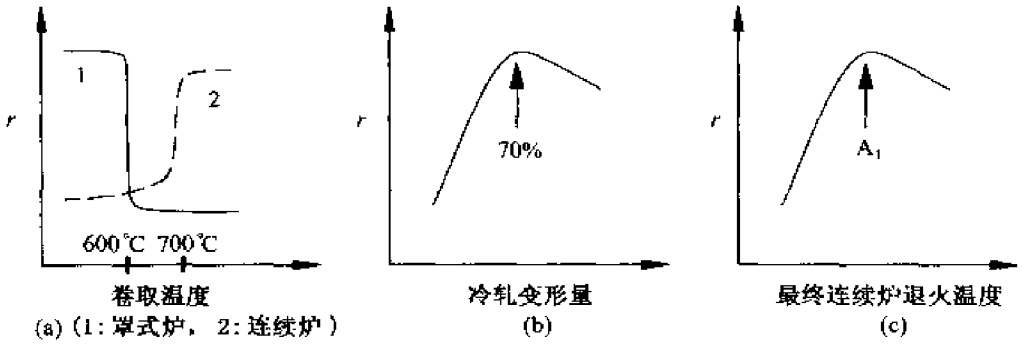


图 3-14　加工工艺参数对钢板最终 r 值影响的示意图[16]

无间隙原子钢板最终的退火处理是最后获得高的 r 值及相应深冲压性能的一个关键环节。随着退火加热的进行钢板内部的组织结构、析出物形态及织构会发生一系列变化，从而影响的钢板的性能。图 3-15 给出了无间隙原子钢板在退火加热过程中晶粒尺寸和 r_0 值的变化。随着退火时间的延长，钢板的{111}纤维面织构不断增强[18,19]。退火 20 秒以后初次再结晶完成，晶粒继续长大同时 r 值因{111}纤维面织构不断增强而上升。再结晶{111}纤维面织构的形成应与变形组织中{111}面平行于轧面的亚结构的优先回复有关[17]。在初次再结晶完成后的一段时间内晶粒始终保持一定的沿轧向略有伸长的特征。退火 100 秒以后晶粒尺寸有一个相对稳定的阶段，此时晶界上弥散的析出物逐渐聚并，晶粒转变成等轴晶组织。在随后的加热过程中等轴晶粒继续长大而 r 值却开始下降(图 3-14)，可见物理冶金因素也会对 r 值造成一定影响。

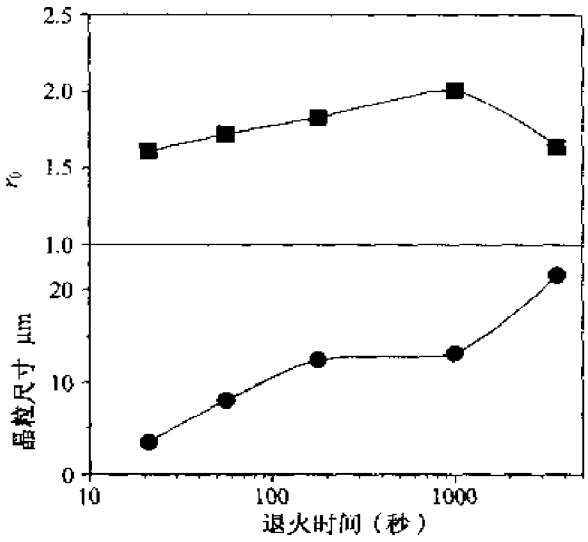


图 3-15　IF 钢板 800℃退火过程中晶粒尺寸与冲压性能的变化规律[18,19]

四、高强度无间隙原子钢的开发

近些年来，人们出于可持续发展的考虑，在生产和使用金属材料上不得不加强对能源、资源和环境的保护，对无间隙原子钢也提出了高强度的要求。例如，当汽车钢板厚度分别减小 0.05 mm、0.10 mm 和 0.15 mm 时，车身重量将减轻 6%、12%和 18%，所以增加强度是减少板厚、减轻车身重量的主要途径。据预测，十年后整个汽车使用的高强度薄钢板将达 30%～50%。除去减重效果外，汽车发动机、动力传递和转向系统采用高强度钢后，可提高发动机效率，增加动力传输效率，进而可以实现节省材料、节省燃料和保护环境的目的。所以，高强度是汽车用材的必然趋势之一。对奥迪 80/A4、大众 Golf、Polo 和一些 Benz 牌汽车的分析表明，自

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

20 世纪 70 年代以来至 1995 年在这些车的性能、附加装备及功能大幅度增长的情况下汽车的总重量却基本没有增加。其中重要的原因就是大量采用了高强度的钢板[12,20]。统计表明奔驰 C 型使用的高强钢达 20%，奥迪 80/A4 达 22%，宝马 7 型达 40%而丰田则超过了 55%[12,20]。

由于高强度钢板的这种发展趋势，20 世纪 80 年代以来人们在 IF 钢的基础上开发出了高强度 IF 钢，即通过固溶强化、烘烤硬化、相变强化和析出强化等手段把 IF 钢的抗拉强度从 200MPa 左右提高到 300 至 600MPa，同时仍保持较高的 r 值[21]。

Si、Mn、P 等元素是常用的固溶强化元素。通过适当的元素配合可以在把强度提高到接近 500MPa 的同时不明显降低 IF 钢板的 r 值[22,23]。一些研究表明，Mn、P 含量较高的高强 IF 钢在热轧后快冷加低温卷取的过程中发生了贝氏体转变[24,25]，促进了有利的热轧板织构的生成和强度的提高。冲压后的钢板在随后的烤漆过程中(大约为 170℃ ×30min)自由的碳、氮原子会钉扎钢板内形变诱发的位错，因而产生烘烤硬化(BH)效应使屈服强度提高约 40MPa。为了提高汽车覆盖件的抗凹陷性，BH 效应也在 IF 钢得到了应用[26,27]。据计算 BH 钢的使用可以使车身重量减轻约 10.5%[28]。由于 BH 钢的烘烤硬化性是在钢板冲压成形后实现的，所以，在冲压过程中钢板的深冲性能不会受到任何影响。90 年代初，Kishiada 等人[29,30]研制出了新型的 Cu(1.27wt.%)析出强化高强 IF 钢。这种钢的 ε-Cu 相在 450～550℃温度范围内析出[31～33]，可使强度可以达到 600MPa，r 值大于 1.8。虽然其延伸率较低(约 25%)，但它的优异性能也足以引起人们的关注。有关的机理研究及成分和工艺优化等还有待进一步开发。

我国钢铁企业也于 90 年代中期开展了各种高强 IF 钢的研究，宝山钢铁公司于 1997 年成功地生产出了第一批 360MPa 级高强 IF 钢板(r = 1.9)供应市场。图 3-16 给出了工业生产的冷轧高强无间隙原子钢板成品的织构[34](取向分布函数 $\varphi_2 = 45°$截面图)。图中的密度分布集中处所对应的取向位置亦可参照图 2-16。可以看到钢板中的{111}纤维面织构较强，其中取向密度主要聚集于{111}⟨112⟩附近。

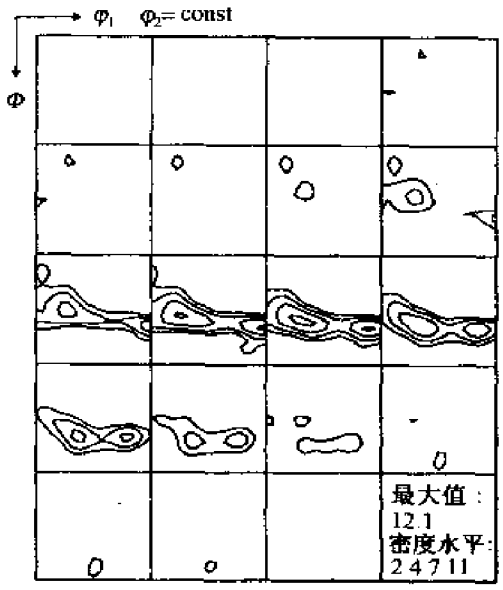


图 3-16 工业生产冷轧高强 IF 钢板成品的织构[34]
(等 φ_2 截面图，密度水平：2, 4, 7, 11)

序[37]。为使最终箔材织构满足要求，在生产过程的每一工序均应注意控制高纯铝中的晶粒取向分布。

§3-4 高压电子铝箔

一、高压电子铝箔的特性

随着精密电子设备技术水平的不断提高，电器产品不断向高性能、小型化、集成化发展。电解电容器是现代电器产品中必不可少的元件，但电解电容器不同于晶体管、电阻等电器元件，它不能植入大规模集成电路中，因此大容量电解电容器的高比电容化（即大容量小体积化）往往是高技术电器产品发展的关键环节[38]。

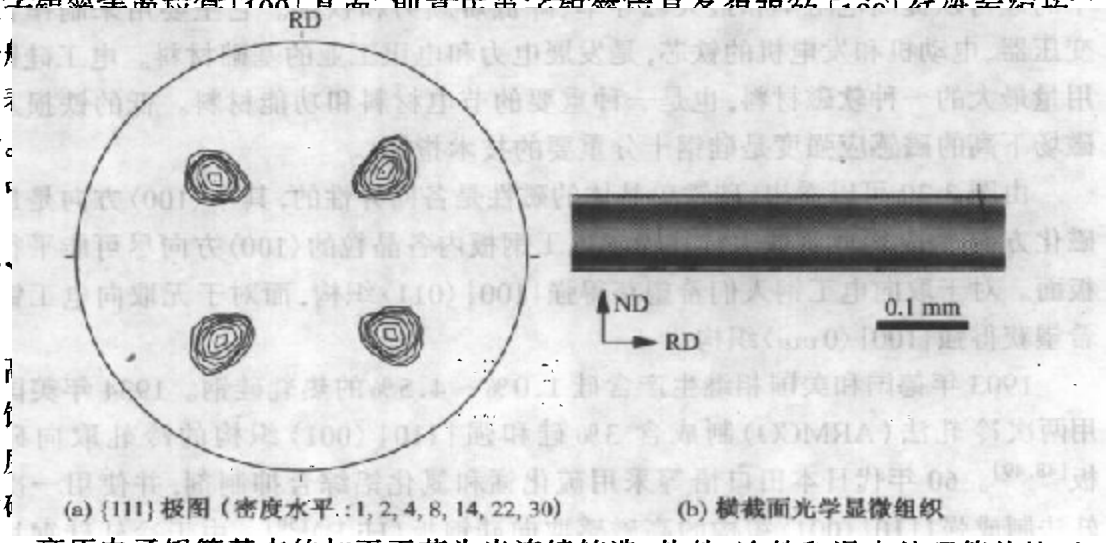
根据电容与电容器几何形状的关系，铝制电容器容量的大小正比于铝箔的面积并反比于铝箔表面氧化膜的厚度。出于耐压等方面的考虑，高压电解电容器中铝箔的氧化膜不能任意减薄。为提高容量而增加铝箔面积通常会造成电解电容器体积的增大，因此不利于满足对电器产品小型化的要求。为了克服这一矛盾人们经过探索发现，在不增加铝箔用量的前提下，可以通过增加铝箔的表面积来提高高压电解电容器的容量。图 3-17 给出了这一设想的示意图。可以看出，在同样铝箔用量的条件下通过增加表面积可以大大提高电解电容器的容量。实施这一设想的工艺措施是对铝箔表面进行特殊的电化学腐蚀[35]。对于高压电解电容器铝箔通常采用直流隧道腐蚀的方法大幅度扩大铝箔的表面积（图 3-17）。而由于铝晶体〈100〉方向特定的化学性质，用于制作这种高压电解电容器的高压

图 3-17 增加铝箔表面积以提高电解电容器容量

二、

三、高压电子铝箔的组织结构与织构

参见图 2-39 可以间接地推断出，高压电子铝箔在再结晶退火中强立方织构的生成过程。经过随后的冷轧再结晶退火加热，立方取向晶粒因吞噬其他取向的晶粒而进一步增强，形成了单一的立方织构组分{100}〈001〉[39]。但是，铝箔退火时应注意回复、初次再结晶和二次再结晶过程的适当配合[44]。参见第二章第四节可知，事先的回复退火有利于遏制再结晶织构组分的多元化倾向[45,46]，促进立方织构的增长。初次再结晶后的二次再结晶过程可使尺寸较大的立方取向晶粒借助表面能效应（参见第二章第五节）进一步长大，吞噬其他取向的晶粒，进而最终使铝箔的{100}纤维面织构占有率达到95%以上（参见第二章第七节）。



(a) {111}极图（密度水平：1, 2, 4, 8, 14, 22, 30)　　(b) 横截面光学显微组织

图 3-18 高压电子铝箔的退火织构与组织结构

高压电子铝箔基本的加工工艺为半连续铸造、热轧、冷轧和退火处理等传统工

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

序[37]。为使最终箔材织构满足要求，在生产过程的每一工序均应注意控制高纯铝中的晶粒取向分布。

在半连续铸造过程中注意控制连铸速度和冷却速度的配合，以控制铸锭凝固时的选择生长过程(参见图 2-1)。分析表明，选择生长可使铸锭中具有〈100〉特定长轴的柱状晶区十分发达[38]。这种特定的铸造织构(参见图 2-2 和 2-3)会导致冷轧后的{123}〈634〉织构，为最终的高{100}纤维面织构占有率奠定基础[39]。

在均匀轧制过程中铝板内通常会生成很强的 S 织构组分{123}〈634〉[39]，而非均匀轧制变形则会导致剪切织构的出现(参见第二章第三节)[40,41]。例如，过大的道次压下率会导致强的{001}〈110〉和{111}纤维面织构等剪切织构[42]。因此应注意保持轧制变形的均匀性[43]，以便在轧板的所有部位获取尽可能强的 S 织构组分。

根据通常的再结晶理论，强的 S 织构组分有利于在再结晶退火过程中生成强立方织构组分{001}〈100〉[39]。但是，铝箔退火时应注意回复、初次再结晶和二次再结晶过程的适当配合[44]。参见第二章第四节可知，事先的回复退火有利于遏制再结晶织构组分的多元化倾向[45,46]，促进立方织构的增长。初次再结晶后的二次再结晶过程可使尺寸较大的立方取向晶粒借助表面能效应(参见第二章第五节)进一步长大，吞啮其他取向的晶粒，进而最终使铝箔的{100}纤维面织构占有率达到 95%以上(参见第二章第七节)。

三、高压电子铝箔的组织结构与织构

参见图 2-39 可以间接地推断出，高压电子铝箔在再结晶退火中强立方织构的生成过程。经过随后的二次再结晶退火加热，立方取向晶粒因吞啮其他取向的晶粒而进一步增强，形成了单一的立方织构组分〔图 3-18(a)〕，此时{100}纤维面织

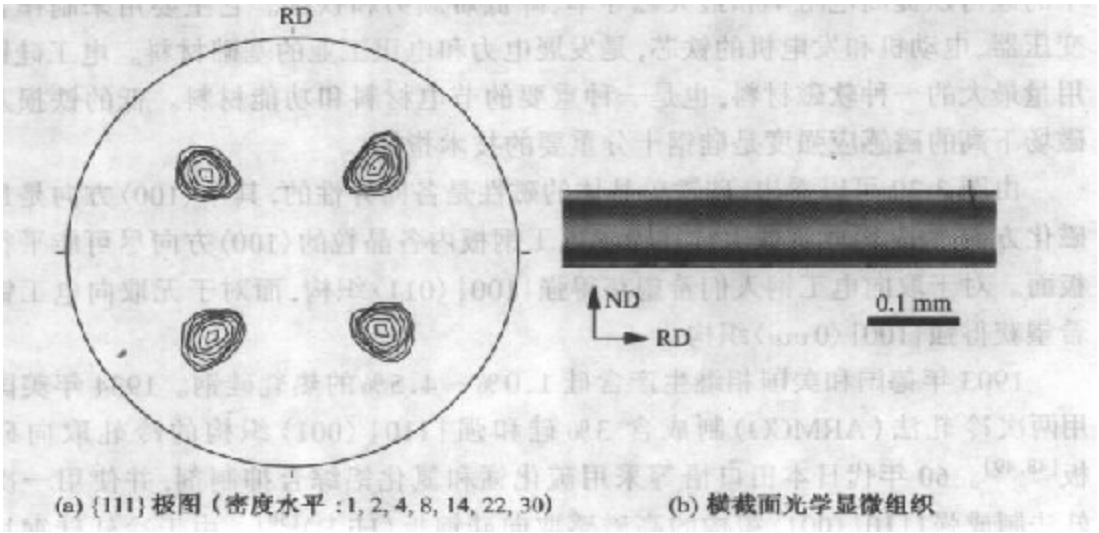
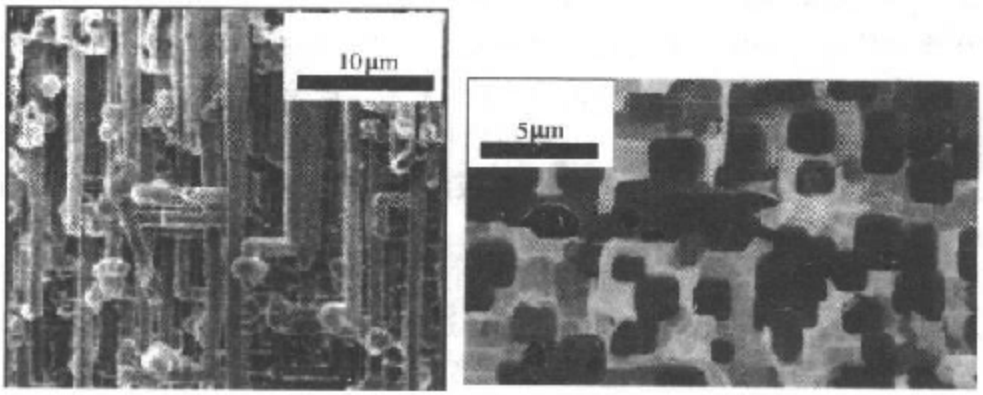


图 3-18　高压电子铝箔的退火织构与组织结构

构占有超过 95%。观察铝箔组织可以发现[图 3-18(b)],立方取向晶粒的厚度实际上已经与铝箔厚度相等,在观察截面上形成了"竹结"状稳定结构。"竹结"的长度往往是厚度的 2～3 倍,上下两个表面均是{001}晶面。

图 3-19 给出了高压电子铝箔化学腐蚀后的组织。可以看出这种腐蚀组织实现了图 3-17 所显示的增加表面积的设想。



(a) 横截面　　(b) 铝箔表面

图 3-19　高压电子铝箔腐蚀后的组织

§3-5　冷轧电工硅钢板

一、电工硅钢及其软磁性能

电工硅钢是一种含碳很低的硅铁软磁合金,含硅量一般为 0.5%～4.5%。钢中的硅可以提高电阻率和最大磁导率、降低矫顽力和铁损。它主要用来制作各种变压器、电动机和发电机的铁芯,是发展电力和电讯工业的基础材料。电工硅钢是用量最大的一种软磁材料,也是一种重要的节电材料和功能材料。低的铁损及强磁场下高的磁感应强度是硅钢十分重要的技术指标。

由图 3-20 可以看出,硅铁单晶体的磁性是各向异性的,其中〈100〉方向是最易磁化方向[47]。因此工业上往往追求电工钢板内各晶粒的〈100〉方向尽可能平行于板面。对于取向电工钢人们希望获得强{100}〈011〉织构,而对于无取向电工钢则希望获得强{100}〈0vw〉织构。

1903 年德国和美国相继生产含硅 1.0%～4.5%的热轧硅钢。1934 年美国采用两次冷轧法(ARMCO)制成含 3%硅和强{110}〈001〉织构的冷轧取向硅钢板[48,49]。60 年代日本田口悟等采用硫化锰和氮化铝综合抑制剂,并使用一次冷轧法制成强{110}〈001〉织构的高磁感取向硅钢板(Hi-B)[50]。由于冷轧硅钢片在磁性和使用性能方面的一系列优点,特别是节能方面的巨大潜力,60 年代以来,工

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

业发达国家先后淘汰了热轧硅钢板的生产。目前全世界每年生产电工钢总量约占钢材总产量的0.9%－1.5%左右，其需求量正以每年7%的速度增长。

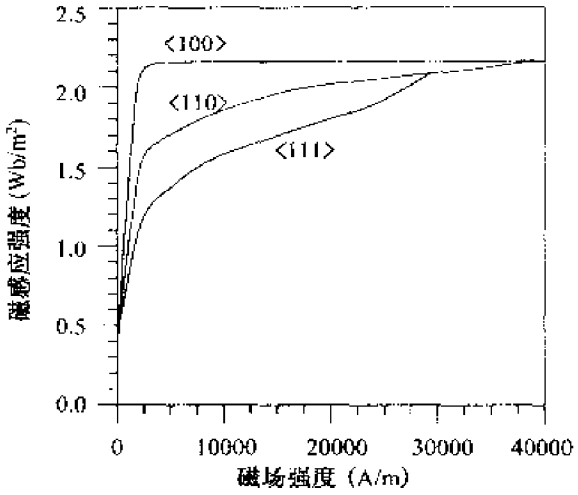


图3-20　铁单晶体的磁各向异性

二、取向硅钢及{110}〈001〉织构的形成

Fe-3%Si取向钢板被普遍地作为软磁材料应用于变压器铁芯。图3-21给出了具有较强{110}〈001〉织构的冷轧取向硅钢板在不同方向上的铁损[51]。可以看出，当钢板晶粒的〈001〉方向平行于磁场交变方向时其铁损最低，因此在使用时应让轧制方向平行于磁场交变方向。

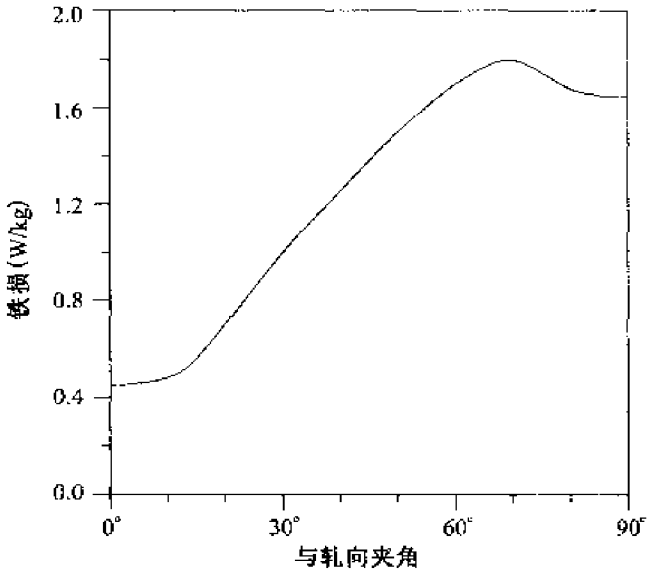


图3-21　交变磁场下取向硅钢板的铁损

两次冷轧法制成取向硅钢板的基本工艺如下[47]。首先在热轧时应尽量采用大的道次压下量，使轧板表面区造成强的剪切变形，进而生成一种不均匀的变形织构。热轧后板的中心部位是回复过程的变形组织，而表面附近却生成了再结晶组织。其晶粒尺寸大约为 40μm，且基本上具有{110}〈001〉取向。由于钢中存在 MnS 夹杂，阻止晶粒长大，所以表层与心部结构上的差别可以保留下来。热轧后的钢板一般要经过 900℃至 1100℃的一次退火。热轧形成的表层与中心组织结构上的差别在退火之后基本保持下来。心部仍是回复过的变形组织，表层的晶粒会长到大约 200μm。随后先将热轧板冷轧 70%。此时心部的织构没有什么大的变化，只是提高了加工硬化的程度，而表层附近却产生了很强的由{110}〈001〉织构转变而来的{111}〈112〉织构。这种转变过程形成的过渡带内包含{110}〈001〉取向的晶体残余，且可在再结晶过程中优先生成{110}〈001〉取向的再结晶核。另一方面这种核在选择生长过程中也可优先长入{111}〈112〉取向的晶粒里，进而造成很强的{110}〈001〉织构。850℃中间再结晶退火后经二次冷轧使表层再次生成强的{111}〈112〉织构。一般认为，{111}〈112〉织构只在中等轧制变形量时稳定，所以一次冷轧量不能太高。两次冷轧的原因就是保持高的{111}〈112〉织构。最后退火加热时初次再结晶过程使具有{110}〈001〉取向的晶粒尺寸一般都高于平均晶粒尺寸。进而，在随后的高于 1100℃的二次再结晶过程中只有{110}〈001〉取向的晶粒最终能够长大(约 3mm)。二次再结晶处理时的升温速度很慢，以便让 MnS 粗化，消除晶粒长大的障碍。

日本的一次冷轧法是在硅钢中加入少量 AlN 等抑制剂，热轧后高温退火并急冷，一次冷轧 85%，850℃退火并在 1200℃作二次再结晶退火。退火后晶粒基本都是{110}〈001〉取向，尺寸可达 10mm。这样的钢板可进一步作激光处理。激光束以 7mm 左右的间隙扫过钢板，以增加位错密度内应力，并减少磁畴尺寸，进而降低涡流损失。

为了获得极强的{110}〈001〉织构，在加工过程的每一道工序中均应注意控制晶粒的组织结构和取向分布的状态[52~55]。尤其连铸和热轧工序对于最终{110}〈001〉织构的生成具有重要的影响。表 3-5 归纳了二次冷轧生产取向硅钢时钢板表层和中心部位组织结构和织构结构的分布和转化过程。可以看到，{110}〈001〉织构初步形成于热轧之后，并在最终冷轧退火的板材产品中占据了统治的地位。

三、无取向硅钢

冷轧无取向硅钢主要加工方式也可分为一次冷轧法和二次冷轧法两种。主要生产工艺流程为电磁搅拌连铸、热轧(1150～1280℃加热，终轧温度 800～880℃，卷取温度 550～650℃)、常化(加热温度 800～1050℃)、冷轧(一次或二次法)及成品退火[56]。表 3-6 给出了一些国家较新的冷轧无取向硅钢的性能[57~64]。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

表 3-5　取向硅钢冶金过程中的组织与织构

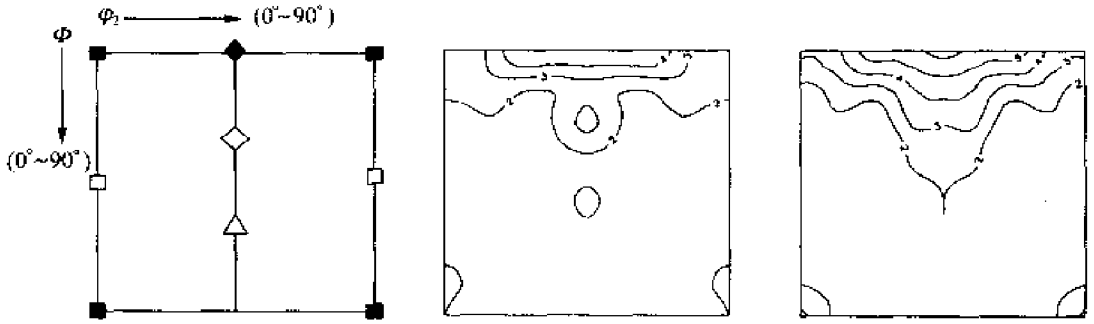
生产阶段	表层组织与织构	中心组织与织构
连铸	柱状晶组织，{100}纤维织构	
热轧(2mm)	大晶粒再结晶组织(40μm)，沿轧向和法向偏转的{011}〈100〉和{112}〈111〉织构	变形组织，体心立方金属冷轧织构{001}〈110〉和{112}〈110〉
热轧退火(900℃，1hr. 10^{-4}Torr)	再结晶组织，{011}〈100〉取向晶粒长大(约 0.2mm)	回复及小部分再结晶组织，{001}〈110〉和{112}〈110〉织构
第一次冷轧(70%，0.58mm)	{001}〈110〉，{111}〈110〉，较强{111}〈112〉，{112}〈110〉等织构	有剪切变形带，强{001}〈110〉和{112}〈110〉织构
中间退火(850℃，15min.)	再结晶组织(15～18μm)，{111}〈112〉和{111}〈110〉，{011}〈100〉织构	再结晶组织(15～18μm)，{111}〈112〉和{111}〈110〉织构
第二次冷轧(50%，0.28mm)	以{111}〈112〉织构为主，且有{111}〈110〉，{112}〈110〉	无剪切带变形组织，{001}〈110〉织构为主，且有{111}〈110〉、{112}〈110〉和{112}〈110〉
初次再结晶(800℃，30min.)	再结晶组织(15～18μm)，织构为{111}〈110〉，{111}〈112〉和{011}〈100〉	再结晶组织(约 15～18μm)，织构为{111}〈112〉和{111}〈110〉
二次再结晶(1050℃，32hr.)	完全二次再结晶组织，{011}〈100〉取向晶粒长大	

表 3-6　中、日、德、法等国一些新电工钢磁性能和织构特征

国别	产品名称	板厚(mm)	铁损		磁感		织构特征
			$P_{10/50}$(w/kg)	$P_{15/50}$(w/kg)	B_{25}(T)	B_{50}(T)	
中国	DW1	0.48	2.41	5.23	1.66	1.75	—
	DW2	0.50	—	4.02～4.88	—	1.73～1.78	{hk0}〈uvw〉
日本	NC-M1	0.47	1.38	3.29	1.63	1.71	{100}〈0vw〉
	NC-B1	0.47	2.04	4.77	1.69	1.76	{hk0}〈001〉
	NC-M3	0.47	1.45※	3.49※	—	—	—
	NC-M4	0.47	1.37※	3.22※	—	—	—
法国	—	0.50	2.17	4.82	1.706	1.789	{100}〈0vw〉
德国	Staboperm T1	0.50	—	3.3	1.67	1.76	{100}〈001〉

备注：※号数据由 W/Lb×2.68 换算为 W/kg。

冷轧无取向电工钢板通常用作电动机和发电机的铁芯，因而要在旋转磁场下工作。为了发挥铁硅晶体〈100〉方向易磁化的软磁特性以提高铁芯的工作效率，希望钢板内有尽可能多的{100}面平行于表面的织构。图 3-22 给出的是武汉钢铁公司研制的 W10 和 W09 无取向硅钢样品的 ODF 截面图[65]。由图 3-22 可知，W10 和 W09 两样品中主要是{100}纤维织构，即晶粒取向在 $\Phi=0°$附近聚集。说明武汉钢铁公司在发展高{100}面占有率电工钢方面已经有了良好的基础。但另一方面，图 3-22 所示{100}纤维织构的密度水平还比较低，而且不够锋锐，散布宽度较大，因而尚有待进一步改进。



(a) 典型取向的位置　(b) W09, Max.=4.9　(c) W10, Max.=6.3

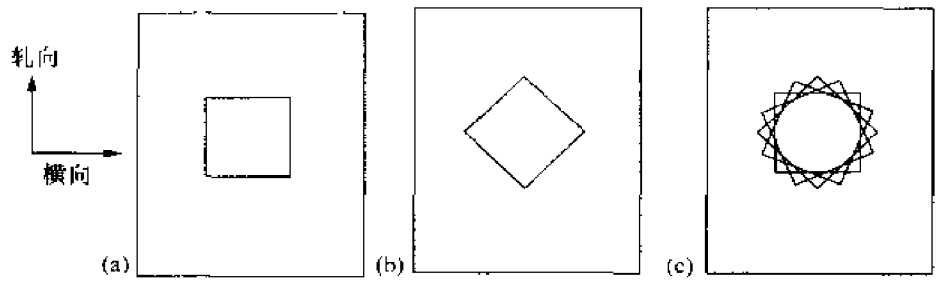
图 3-22　武汉钢铁公司研制的无取向硅钢中的{100}纤维织构
($\varphi_1=0°$截面图，密度水平：2, 3, 4, 5, 6. $\Phi=0°$表示{100}面平行于轧面)
■{100}〈001〉，□{110}〈001〉，◆{100}〈011〉，◇{211}〈011〉，△{111}〈011〉

四、高性能电工钢的开发

电工钢板中有利织构的多少以及织构的锋锐程度对其软磁性能有极为重要的影响。例如，取向硅钢中的{110}〈001〉织构保证了钢板轧制方向极高的软磁性能。可以想象，如果把{110}〈001〉织构换成{100}〈001〉织构则不仅在轧向上而且在横向上保证了钢板优良的软磁性能。因此生产出具有{100}〈001〉织构的双取向电工钢一直是人们追求的目标。另一方面，在旋转磁场中人们希望硅钢板面内所有的方向上均具有优良且均匀的软磁性能，因此{100}纤维织构强而分布均匀是无取向电工钢追求的目标。如果用正方体在平面的投影方位来表示立方晶系晶粒的取向，则可用图 3-23 示意性地给出理想取向电工钢〔参见图 3-23(a)、(b)〕和无取向电工钢〔参见图 3-23(c)〕的织构组态。经过长期的努力，人们在这方面已经取得了一定的成果。

R.G. Aspden 等[66,68]发现纯铁和铁基合金在 γ 相区及 H_2-H_2S 气氛中长时间保温后，再以 4～10℃/h 用 12～16 小时慢冷至 Ar_3 点以下，依靠金属与气氛间的表面能效应和选择性长大进而得到{100}〈0vw〉织构。这一方法适应的材料组分范围大，产品{100}纤维织构占有率高。富田俊郎等[68,69]对 0.1%C-1.0%Mn-2～

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载



(a) 轧面 =(100)，轧向 =[00 1]，横向 =[010]
(b) 轧面 =(100)，轧向 =[0 $\bar{1}$ 1]，横向 =[011]
(c) 轧面 =(100)，轧向 =[0 $\bar{w}$ v]，横向 =[0 w w]

图 3-23 理想取向电工钢和无取向电工钢的织构结构

3%Si 钢板于 900～1000℃的 α/γ 二相区或 γ 单相区进行真空脱锰退火，使钢板在表层形成一层单一的 α 相。此时 α 相的{100}表面能小于{110}表面能，因此表层 α 晶粒具有强的{100}〈0 v w〉取向。接着在露点为 40℃的 20%H_2 与 80%Ar 的混和气氛中于 850℃进行 30min 脱碳退火。退火后钢板形成两层柱状晶粒，并具有强的{100}〈011〉织构。该方法技术新颖、工艺比较简单、样品磁性能优良。森田和已等[70]在研究(Si + Al)含量小于 1.5% 钢板时，把热轧终了温度降低到 600～700℃，卷取温度大于 500℃，接着把热轧板在 Ar_3 以下温度(850℃，5min)退火，发现钢板发生了二次再结晶现象，晶粒粗大。冷轧及退火后的样品{100}纤维织构明显增强。同样成分的钢板，他们[71]采用同样的热轧终了温度，但卷取温度则小于 500℃，目的是控制热轧板不发生再结晶，再以 75%～85%的压下率冷轧，在 700～900℃退火，产品形成{100}纤维织构。T. Waekerle 等[72]对纯铁在 α 相区进行八道次热轧，每道次间进行 750℃ 15min 退火，然后以 70%～80%压下率冷轧，在 800～850℃退火，获得了以{100}〈001〉为中心的含多种织构组分的产品。此外他们[73]在研究 Fe-3%Al 时亦获得强的{100}〈001〉织构。原勢二郎、清水亮[74]在研究 Fe-3%Si 时，先沿热轧方向以 40%压下率冷轧，再以 40%压下率沿横向冷轧(即交叉轧制)，经脱碳退火和二次再结晶退火，得到强的{100}〈001〉织构。D. Vanderschueren 等[75]对低硅钢采用横向冷轧技术显著提高了{100}纤维织构。T. Kubota 等[59]发现在极纯净的 Fe-0.5%Si-0.2%Al-0.02%P 钢中，当 Mn 含量大于 1.0%时锰会改变再结晶的形核位置，进而明显改善钢板织构，使产品的{100}、{110}面衍射强度显著增加，而{111}面则显著降低。应用此发现，生产了高效铁芯材料 NC-M1 和 NC-B1。

一般来说，冷轧后钢板中会有较强{100}〈0 v w〉织构，再结晶退火时，其他取向如{110}或{111}平行于板面的晶粒优先形核长大，因此退火后{100}织构非常弱。冢谷一郎等[76]采用低含 Mn 的钢(<0.25%Mn)，并通过退火使冷轧前的平均晶

粒直径大于50μm，然后冷轧50%～80%，最终得到了强的{100}〈0νw〉再结晶织构。金子辉雄等[77]在2.0%～3.5%硅钢中同时加入大于1.0%Mn和Al。认为在它们共存的条件下，热轧板退火后可以获得最佳晶粒尺寸，从而对{100}织构形成有利。久保田锰，中山正[78]以冷轧为中心，采用1000～1200℃对热轧进行退火，控制冷轧前的结晶组织及冷轧后的退火条件，形成了{100}纤维织构。K.I. Arai等[79]采用激冷甩带技术，得到0.3mm厚的Fe-3%Si薄带，其组织为柱状晶，织构为{100}〈0νw〉。向钢中添加微量元素Sb、Sn和Cu等能使产品中{100}、{110}组分增强，而{111}组分减少[59,80～82]。H. Shimanaka等[82]人利用添加0.08%Sb的2%Si的硅钢坯，热轧到2.0mm厚并经700～900℃退火，由于Sb在热轧晶粒边界偏析，阻碍{111}取向晶粒的优先形核。因此冷轧退火以后相应{100}晶核增多，形成了{100}〈0νw〉织构。井口征夫[83]在冷轧后成品退火时的初期阶段，对钢板的轧向施加磁场后，{hk0}～{110}〈001〉组分增强，而{111}面组分减弱，产品磁性优良。同样M. A. Горпанова等[84]利用0.22和0.24mm厚的2.2%Si冷轧板进行单向和旋转磁场热处理，得到了{100}面平行钢板表面的晶粒达60%以上的好结果。

表3-7归纳了上述开发研究的方法及所获得的织构。但是，这些新的成果往往因生产周期太长、生产工艺或设备过于复杂、现场生产难于控制、生产成本太高、

表3-7　新型电工钢的开发研究

研究者	研究方法	织构类型
R.G.Aspden等	γ相区H_2-H_2S气氛长时间保温并慢冷	{100}〈0νw〉
富田俊郎等	α/γ或γ相区真空加热成表层{100}〈0νw〉取向α相，然后脱碳形成柱状α相	{100}〈0νw〉或{100}〈011〉
森田和已等	①低温终轧，低温卷取加再结晶退火 ②低温终轧，低温卷取、冷轧加再结晶退火	{100}〈0νw〉 {100}〈0νw〉
Th. Waeckerle等	8道次热轧及每道次间退火、再次冷轧、退火	{100}〈001〉
原勢二郎等	交叉冷轧、脱碳及二次再结晶	{100}〈001〉
D. Vanderschueren等	横向冷轧、退火	{100}〈0νw〉
T. Hubota等	提高Mn含量	{100}〈0νw〉 {110}〈0νw〉
酒井忠迪等	Mn<0.25%，提高冷轧前晶粒尺寸	{100}〈0νw〉
金子辉雄等	Al，>1.0%Mn	{100}〈0νw〉
H. Shimanaka等	Sb，Sn，Cu，如Sb偏析抑制{111}取向晶粒	{100}〈0νw〉
久保田锰等	热轧后高温退火	{100}〈0νw〉
K.I. Arai等	快淬急冷薄带	{100}〈0νw〉
井口征夫等	退火时加旋转磁场	{100}〈0νw〉

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

经济效益差等原因尚不能转化成大规模生产。但是，富田俊郎等人[68,69]的研究成果还是有较明显的可工业化生产的前景。如图 3-24(a)所示[85]，冷轧硅钢板的真空脱锰退火使钢板表层形成一层单一的 α 相(顶部)。由于表面能的作用，依冷轧织构和退火温度的不同此时这层 α 相的织构是{100}〈011〉或{100}〈$0vw$〉。图 3-24(b)给出了随后退火时脱碳相变所产生的不断生长的柱状晶组织[85]。由图 3-25 可以看到富田俊郎等人所开发出来的双取向硅钢板的{100}〈011〉织构〔参见图 3-23(b)〕和无取向硅钢板的{100}纤维织构〔参见图 3-23(c)〕。

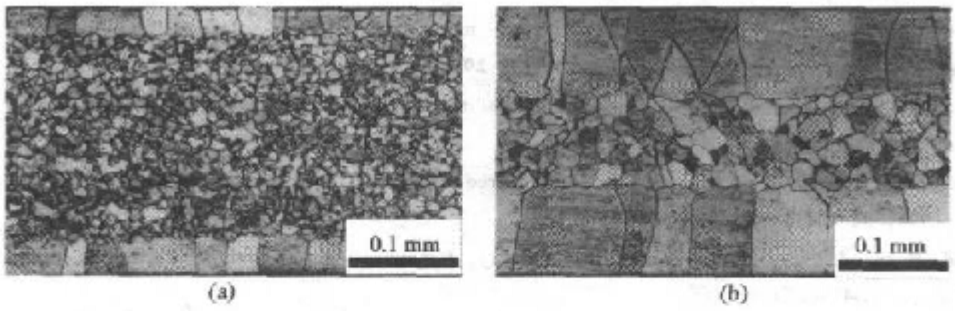


图 3-24　新型电工钢板脱碳相变退火处理的组织结构[85]

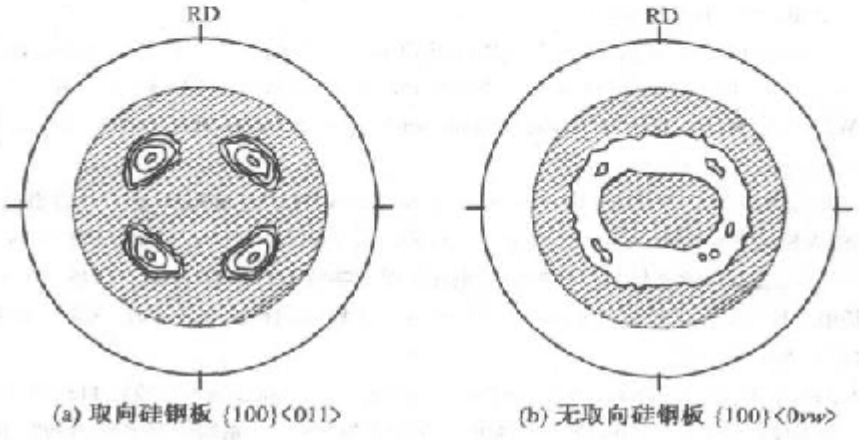


图 3-25　新型电工钢板的织构
({110}极图，密度水平：1，2，4，8)

参 考 文 献

[1] Blade J C. The cube texture in aluminum and its roles in the control of earing. J. Australian Institute of Metals, 1967, 12(1): 55～63

[2] Rodrigues P M B, Bichel H, Furrer P. Cube texture in aluminum sheet and foil products. In: Merchant H D, Morris J G. Texture in non-ferrous metals and alloys. USA.: The Metallurgical Society, 1984. 45～59

[3] Hutchinson W B, Oscarsson A, Karlsson A. Control of microstructure and earing behaviour in aluminium alloy

AA 3004 hot bands. *Mater. Sci. Technol.*, 1989, **5**(11): 1118－1127

[4] Ito K, Musik R, Lücke K. The influence of iron content and annealing temperature on the recrystallization textures of high-purity aluminum-iron. *Acta. metall.* 1983, **31**(12): 2137－2149

[5] Kitao Y, Usui E, Inaba T. Anisotropy of can body sheet 3004-H19. *Kobe Res. Dev.*, 1982, **32**(2): 27－30

[6] Mao W. Anisotropy of work hardening in 5456 aluminum alloy. *TRANSACTIONS OF NFsoc.*, 1998, **8**: 39－43

[7] Mao W. Rolling texture development in Aluminum. *Chin. J. Met. Sci. Technol.*, 1991, **7**: 101－112

[8] 毛卫民, 张新明. 晶体材料织构定量分析. 北京: 冶金工业出版社, 1993

[9] Lücke K, Pospiech J, Virnich K H, Jura J. Acta. metall. On the Problem of the Reproduction of the True Orientation Distribution from Pole Figures. 1981, **29**: 167－185

[10] Mao W. Influence of rolling reduction on recrystallization texture in commercially pure Al. *Chin. J. Met. Sci. Technol.*, 1990, **6**: 257－262

[11] Takechi H. Metallurgical Aspects of Interstitial Free Sheet Steel from Idustrial Viewpoints. ISIJ International, 1994, **34**(1): 1－8

[12] Bode R. Steel Sheets for the Automotive Industry, Requirements and Trends. Technical Report, Beijing: Thyssen Steel AG, 1995.

[13] Kern R, Lee H P, Bunge H J. The Rolling Texture of Iron of different Purities. Steel Research, 1986, **57**(11): 563－571

[14] Hutchinson W B. Development and Control of Annealing Textures in Low-carbon steels. International Metals Reviews, 1981, **29**(1): 25－42

[15] Toda R, Tsukatani I, Inoue T, Saito T. Effect of Chanmical Composition on Recrystallization Behavior and r Value in ti-added Ultra Low Carbon Sheet Steel. ISIJ International, 1994, **34** (1): 70－76

[16] Zimnik W, et al. Walztechnik und Oberflächenveredelung bei Karosserieblechen. Stahl und Eisen, 1995, **115**(4): 73－82

[17] Mao W, Wang X, Zhang S, Kong B. Formation of Annealing Texture in Rolling IF Steel Sheet. In: Liu G, et al. HSLA Steel'95, conf. proc. Beijing: China Sci. & Technol. Press, 1995. 175－178

[18] 杨弟, 王绪, 毛卫民, 章守华. 超深冲压 IF 钢组织对力学性能的影响. 钢铁, 1995, **30**(1): 60－62

[19] 王绪, 杨弟, 毛卫民, 章守华. 超深冲压 IF 钢退火过程中织构变化的 ODF 分析. 钢铁研究学报, 1995, **7**(1): 60－65

[20] Blümel K, et al. Perspektiven für Stahl im Karosseriebau. Stahl und Eisen, 1995, **115**(4): 97－102

[21] 赵子苏, 毛卫民, 余永宁, 王利. 轿车用高强 IF 钢的开发和应用. 钢铁研究学报, 1998, **10** 增刊: 91－102

[22] Okamoto A, Mizui N. Texture formation in ultra-low-carbon titanium added cold-rolled sheet steels containing manganese and phosphorus. In: Metallurgy of Vacuum-Degassed Steel Products. Indiana: The Minerals, Metals & Materials Society, 1989. 161－180

[23] Mizui N, Kojima N. Effect of Si on the Mechanical Property of Ultra-low Carbon Ti-added Cold-rolled Sheet Steel with Various Contenet of Mn or P, Coiled at 500℃ in Hot Rolling Process. ISIJ International, 1994, **34**(1): 123－131

[24] Mastsumoto T, Hamanaka S, Ymada T, Tanaka T. High Strength IF-Steels: Production Parameters and Properties. In: inter. Forum, Physical Metallurgy of IF Steels, Tokyo: ISIJ, 1994. 249－268

[25] Meyer L, Bleck W, Müschenborn W. Product-Oriented IF Steel Design. In: inter. Forum, Physical Metallurgy of IF Steels. Tokyo: ISIJ, 1994. 203－222

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

[26] Kitamura M, Tsukatani I, Inoue T. Effect of Carburizing after Recrystallization on Formability and Back Hardenability of Ultra Low Carbon Ti-added Cold-rolled Sheet Steel. ISIJ International, 1994, **34**(1): 115～122

[27] Drewes E J, Floßdorf F J, Freier K. Anwendungsorientierte Werkstoffentwicklung für Karosserieblecheˊ. Stahl und Eisen, 1995, **115**(4): 85～94

[28] Tither G, Stuart H. Automotive Steels-recent Developments in Steels Used in the Manufacture of Automobiles and Trucks. Pittsburgh: Niobium Products Company Inc., 1995

[29] 岸田宏司, 秋末治. Effect of Copper Content on Mechanical Properties of Continuously Annealed Extra-low-carbon Titanium-added Steel Sheets. Tetsu-to-Hagane, 1990, **76**(5): 759～766

[30] Kishida K, et al. Formalibility of 600Mpa Grade Cold-rolled Steel Sheet with High r-value. CAMP-ISIJ, 1991, 4: 2011～2011

[31] 森田正哉, 细谷佳弘, 大北智良, 佐藤馨. Study on cu Pecipitation Behavior of ε-Cu Precipitation Hardening Cold-rolled Sheet Steel. CAMP-ISIJ, 1993, **6**: 752～752

[32] 佐野真辛, 前原泰裕. Atom-probe field Ion Microscopy of Initial Stage of Cu Precipitation in Cu-added IF Steel. CAMP-ISIJ, 1996, **9**: 402～402

[33] Morita M, Sato K, Hosoya Y. Factors Affecting Texture Formation of Cu-precipitation Hardening Cold-rolled Steel Sheet. ISIJ International, 1994, **34**(1): 92～98

[34] Mao W, Zhao Z, Yu Y. Texture development in high strength IF steel containing P. In: Szpunar J A. Proc. 12. inter. conf. *Textures of Materials*. Montreal: NRC Reaech Press, 1999. **2**: 872～877

[35] 陈国光, 曹毓真. 电解电容器. 西安: 西安交通大学出版社, 1993

[36] Ibe G. Capacitance and Texture Formation in Aluminum Capacitor Foils. In: Bunge H J. Directional Properties of Materials. Oberursel: DGM-Informationsgesellschaft, 1988. 145～156

[37] Suzuki T, Arai K, Shiga M, Nakamura Y. Impurity Effect on Cube Texture in Pure Aluminum Foils. Met. Trans., 1985, **16A**: 27～36

[38] Hirsch J, Nes E, Lücke K. Acta metall. Rolling and Recrystallization Textures in Directionally Solidified Aluminum. 1987, **35**:427～438

[39] Mao W, Hirsch J, Lücke K. Influence of the Cube Starting Texture on Rolling and Recrystallization Texture Development. In: Kallend J S, Gottstein G. Proc. 8th inter. conf. Textures of Materials. Sanfa Fe: The Metallurgical Society, 1988. 613～618

[40] Mecking H. Auswirkung des inhomogenen Spannungs-zustand beim Bandwalzen auf die Textur. Z. Metallkd., 1970, **61**: 697～703

[41] Truszkowski W, Krol J, Major B. Inhomogeneitiy of Rolling Texture in fcc Metals. Met. Trans., 1980, **11A**: 749～758

[42] 毛卫民. 非均匀轧制铝板中的织构. 中国有色金属学报, 1992, **2**: 86～89

[43] 毛卫民. 电解电容器用高纯铝箔的冷轧工艺. 中国发明专利 ZL 91105576.2. 北京科技大学, 1991

[44] 毛卫民. 高压电解电容器用高纯铝箔的退火工艺. 中国发明专利 ZL 91111911.6. 北京科技大学, 1991

[45] Boutin F R. Verfahren zur Herstellung eines Bandes oder einer Folie aus Aluminium mit einer vorwiegenden Würfeltextur. German Patent DP 2156701. Pechiney Paris, 1971

[46] 毛卫民, 赵新兵. 金属的再结晶与晶粒长大. 北京: 冶金工业出版社, 1994

[47] Reinboth H. Technologie und Anwendung magnetischer Werkstoffe. Berlin: VEB Verlag, Technik 1958.

[48] Goss N P. New development in electrical strip steels characterized by fine grain structure approaching the properties of a single crystal. Transactions of American Society for Metals, 1935, **23**(1): 511～544

[49] Bozorth R M. The orientation of crystals in silicon iron. Transactions of American Society for Metals, 1935,

23(2): 1107～1111

[50] Taguchi S, Yamamoto T, Sakakura A. New grain-oriented silicon steel with high permeability left double quote orientcore Hi-B right double quote. IEEE Transactions on Magnetics, 1974, **MI0** (2): 123～127

[51] Hatherly M, Hutchinson W B. *An Introduction to Textures in Metals*. London: Chameleon Press, 1979

[52] Mishra S, Därmann C, Lücke K. On the development of the Goss texture in iron-3% silicon. Acta Met., 1984, **32**(12): 2185～2201

[53] Lücke K, Hölscher M. Rolling and recrystallization textures of bcc steels. Textures and Microstructures, 1991, **14～18**: 585～596

[54] Savoie J, Lücke K. Influence of texture and microstructure inhomogeneities on the origin of Goss texture in silicon steel. Textures and Microstructures, 1991, **14～18**: 903～908

[55] Raabe D, Lücke K. Rolling and annealing textures of bcc metals. Materials Science Forum, 1994, **157～162**: 597～610

[56] 殷瑞钰. 钢的质量现代进展. 北京: 冶金工业出版社, 下篇: 1995

[57] Kubota T, Migoshi K, Shimoyama Y, Eguchi S. Magnetic properties of high-efficency core , aterials NC-M1 and NC-B1. J. Appl. Phys., 1987, **61**(8): 3856～3862

[58] Honma K, Nozawa T, Kobayashi H, et al. Development of non-oriented and grain-oriented silicon steel. IEEE Trans. on Mangetics, 1985, **21**(5): 1903～1908

[59] Kubota T, Nagai T. Magnetic properties of high-efficiency core materials NC-M3 and NC-M4. J. Mater. Eng. & Perf., 1992, **1**(2): 219～226

[60] 颜登强, 张新仁. 低硅、无硅高磷冷轧电工钢的研制. 武钢技术, 1987, (10): 14～20

[61] Huneus H 等. 具有低铁损和高磁导率的中等合金含量的磁性材料. 电工钢, 1994, (3): 26～28

[62] Huneus H 等. 具有改善织构及导磁率的无取向电工钢. 电工钢, 1994, (1): 18～19

[63] Bavay J C 等. 具有高导磁率的新电工钢. 电工钢, 1993, (4): 8～11

[64] Liu P, Li F. A study on textures of non-oriented silicon steel. J. Appl. Phys., 1987, **61**(8): 3850～3852

[65] 熊德赣, 毛卫民, 余永宁, 何礼君. 无取向电工钢与{100}面织构. 电工钢, 1996, (3): 2～6

[66] Aspden R G. Magnetic sheet with (100)[*hkl*] texture. 美国专利 3573112. 1971

[67] Aspden R G, Berger A J, Trout H E. Anisotropic and heterogeneous nucleation during the gamma to alpha transformation in iron. Acta Met., 1968, **16**(8): 1027～1034

[68] 富田俊郎, 田中隆. Development of {100} texture in silicon steel sheets by isothermal austenite-ferrite transformations and its mechanism. 铁と钢, 1993, **79**(12): 46～51

[69] Tomida T, Tanaka T. Development of (100) texture in silicon steel sheets by removal of manganese and decarburization. ISIJ Inter., 1995, **35**(5): 548～556

[70] 森田和巳, 木下繁熊, 小川洋三, 的场伊三夫. 磁气特性のすぐれた无方向性电磁钢带の制造方法. 日本公开特许公报 昭 58-204126. 1983

[71] 森田和巳, 松竹治, 的场伊三夫, 小川洋三. 无方向性电磁钢带の制造方法. 日本特许公报 平 2-1893. 1990, 79～85

[72] Waeckerle Th, Couty J M, Cornu B, Brun C. Effect of process on the rise of texture in magnetic iron sheet. IEEE Transactions on Magnetics International Magnetics, 1993, **29**(6): 3835～3540

[73] Talowski C, Waeckerle Th, Cornut B. Observation of a strong (100)[001] texture component based on a hot rolling process in 3% Al-Fe. IEEE Trans. on Magnet., 1994, **6**: 4842～4844

[74] 原势二郎, 清水亮. Mechanism of the (100)[001] texture evolution from the viewpoint of coincidence boundaries in bcc alloys. 日本金属学会志, 1989, **53**(8): 745～752

[75] Vanderschueren D, Kestens L, Houtte P, et al. The effect of cross rolling on texture and magnetic properties

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

on non oriented electrical steels. *Textures and Microstructures*, 1991, 14－18: 921－926

[76] 冢谷一郎, 酒井忠迪, 松本正人. {100}〈0vw〉集合组织の发达した无方向性电磁钢板の制造方法. 特许公报平 7(1995)-57887, 1995

[77] 金子辉熊, 屋铺裕义, 田中隆. 磁气特性の优れた无方向性电磁钢板. 日本公开特许公报 平 4-63252, 1992

[78] 九保田锰, 中山正. 磁气特性の优れた无方向性电磁钢板の制造方法. 日本公开特许公报 平 4-325629, 1992

[79] Arai K I, Tsuya N, Ohmori K, Matsuoka T, Shimanaka H. High flux density silicon-iron ribbons. IEEE Transactions on Magnetics, 1983, M 18 (6): 1418－1420

[80] Takashima M 等. 加 Sb 改善高导磁率无取向电工钢织构. 电工钢, 1994, (1): 14－17

[81] 九保田锰, 大贺正孝, 永井隆. 磁束密度が高くかつ铁损が低い无方向性电磁钢板の制造方法. 日本公开特许公报 平 5-140648, 1993

[82] Shimanaka H, Irie T, Matsumura K, Nakamura H. A new non-oriented Si-steel with texture of {100}〈0vw〉. J. Magn. &Magn. Mater., 1980, 5: 63－64

[83] 井口征夫. 无方向性电磁钢板の制造方法. 日本公开特许公报 平 5-33062, 1993

[84] ГОРЛАНОВА М А, ДУАЕВ Ф Н, КОЧЕВА НП, МАЛИНИНА Р И. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКИХ И ТЕ РМОМАГНИТНЫХ ОБРАБОТОК НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СТАЛИ С РАССЕЯННОЙ ПЛОСКОСТНОЙ КУБИЧЕСКОЙ ТЕКСТУРОЙ. ИЭВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР, СЕРИЯ ФИЭИЧЕСКАЯ, 1979, T43(7): 1372－1376

[85] 吴勇. 新型冷轧无取向电工硅钢的试制及组织与织构研究. 北京: 北京科技大学硕士论文, 1998

第四章　新金属材料的织构及其应用

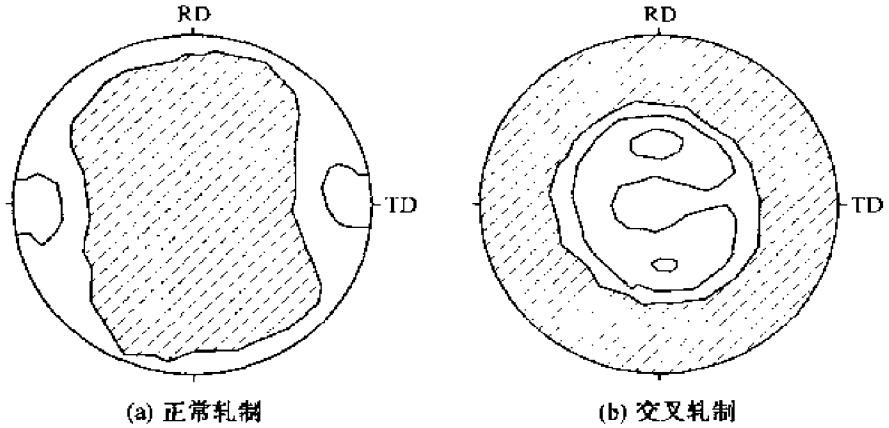
§4-1　金属与合金织构的一些特殊利用

织构在金属与合金中的存在具有普遍性[1]。如人们常关注到织构所带来的制耳效应，并设法研究各种办法以便预测和避免织构的这种消极作用[2~8]。另一方面，金属材料织构及其各向异性也可以大加利用。除了前面所述的重要实例，在其他各种金属与合金中几乎都有利用织构的可能。这里尚不可能全面陈述金属材料各向异性的利用，仅进一步举出几例略加说明。

一、钛合金板的织构与应力腐蚀

由六方 α 与立方 β 相组成的 Ti-6Al-4V 合金的力学性能不仅受到微观组织结构的影响，而且织构也会对其产生重要的影响，这种影响包括对冲击韧性、屈服强度、波松比、杨氏模量、应力腐蚀、疲劳性能、蠕变行为、断裂行为等方面的影响[9]。其中六方 α 相各晶粒的基面取向分布往往对力学性能的各向异性起着决定性的作用[10,11]。Ti-6Al-4V 合金经常在含盐溶液环境作为结构件使用，因此应力腐蚀敏感性是这种合金重要的性能指标。

Gregory 和 Brokmeier[10]研究了 Ti-6Al-4V 合金的应力腐蚀行为。借助不同的制备工艺他们制成了织构不同的热轧退火板，且具有基本相同的等轴细晶粒组织。图 4-1 给出了这两种合金板的织构。表 4-1 列出了相应的实测断裂韧性及应



(a) 正常轧制　　(b) 交叉轧制

图 4-1　Ti-6Al-4V 合金热轧退火板的织构[10]
({0002}极图，密度水平：1，2，4)

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

力腐蚀敏感性参数。参照图 4-1 可以看出，断裂韧性指标 K_{IC}基本相同的情况下当外应力垂直于六方 α 相基面时〔图 4-1(a)，TD 方向〕应力腐蚀敏感性指标 K_{ISCC}明显低于外应力不垂直于基面〔图 4-1(b)，RD 方向〕的合金板[11]。研究表明，通过控制加工工艺可以获得较强的{0002}纤维织构[12]，通常外应力总是作用在垂直于合金板法线的方向上，因而借助强{0002}纤维织构可以明显提高钛合金板的应力腐蚀性能。

表 4-1　Ti-6Al-4V 合金断裂韧性及应力腐蚀敏感性参数[10]

试样及应力方向	K_{IC}(MPa $\sqrt{m}$)	K_{ISCC}(MPa $\sqrt{m}$)
图 4-1(a)，TD	53	28
图 4-1(b)，RD	51	51

二、锌合金板的织构与性能

锌合金板具有一些重要的工程性能，其各向异性也可以被人们利用。Humbert 等人[13]曾经研究过含钛的锌合金轧板的热膨胀各向异性。通过正常轧制或交叉轧制可以获得不同的轧制织构。图 4-2 给出了表达这两种织构的{0002}极图[13]。从图 4-2(b)中可以看到在轧制方向上〈0001〉晶向的分布密度很高，横向上也有一定的分布密度；而在图 4-2(a)的这两个方向上则没有明显的〈0001〉晶向的分布密度。相应地，图 4-2(b)试样在 RD 和 TD 方向上测得的热膨胀系数也比较高(参见表 4-2)。由此可见锌合金板〈0001〉晶向具有较高的热膨胀系数，因而可以通过改变加工工艺、控制织构结构来调整锌合金板的热膨胀系数及其各向异性。

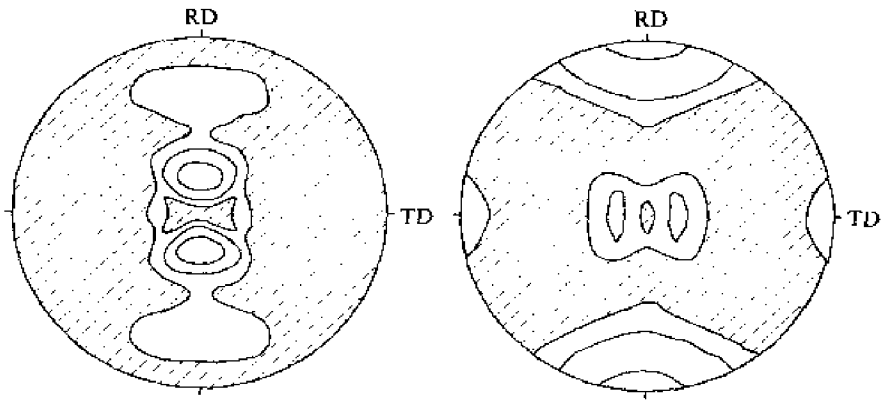


图 4-2　锌合金板的织构[13]
({0002}极图，密度水平：1，2，4)

表 4-2 锌合金板的热膨胀系数[13]

试样的织构	实测热膨胀系数（$\times 10^{-6}$/℃）	
	RD	TD
图 4-2(a)	28～29	19～20
图 4-2(b)	39～40	22～24

可弯曲性也是锌合金板的重要工程性能，且会受到织构的很大影响[14]。锌合金的脆韧转化温度通常比较高，因此其 7℃ 以下的可弯曲性很差[15]。在保证组织结构相近的条件下，也可以通过调整织构结构来降低锌合金板的脆韧转化温度并改善可弯曲性。Philippe 等人[15]研究了加入细化晶粒元素前后 Zn-0.16% Cu-0.076% Ti(重量百分比)合金板的可弯曲性能。对锌合金板作最终 100℃ 轧制后的分析发现，非细化合金板呈现较粗的等轴再结晶组织，且 −15℃ 弯曲实验表明，在规定试样长度内裂纹的相对长度为 100%，EBSP 统计分析显示出各晶粒间以大角度晶界为主。经历同样轧制过程的细化合金板则得到了非等轴的且部分再结晶的组织，−15℃ 弯曲实验给出裂纹的相对长度仅为 2% 左右，同时各晶粒间保持了较多的小角度晶界。

这些实验结果表明细化晶粒元素使合金的再结晶温度升高，同时明显改善了合金的可弯曲性能。实际测量和理论分析均证明，冷轧锌合金板内存在很强的〈0001〉//20°ND 织构，即〈0001〉晶向从轧板法线向轧向偏离 20°的织构；还有一定的〈0001〉晶向平行于轧向的织构（或称〈0001〉//RD 织构）[14−16]。再结晶初期〈0001〉//RD 织构首先消失，在随后的加热过程中〈0001〉//20°ND 织构也会逐渐减弱。Philippe 等人发现非细化合金板内的这种冷轧织构较弱，而细化合金板内的冷轧织构却基本被保留下来[15]。

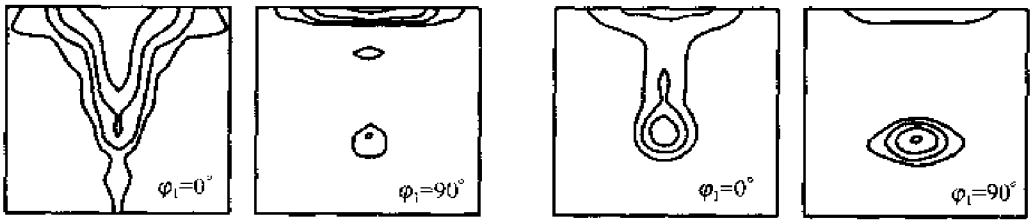
锌合金板的弯曲断裂主要分为沿晶界断裂和沿{0001}面的解理断裂[14]。锌合金板的大角度晶界应具有较弱的断裂抗力，因而多晶体内晶界以大角度晶界为主时容易发生沿晶断裂。而当锌板织构较强时小角度晶界会增多，使锌合金板则依赖于{0001}面的解理而断裂。通常锌合金的理强度较高，因而这里经细化晶粒处理并保持织构的锌合金板表现出了良好的可弯曲性能。

三、钽板织构的利用

钽是一种体心立方的难熔金属。它具有高密度（16.6g/cm^3）、高熔点（2996℃）、高的物理与化学稳定性、再结晶温度高（900～1300℃）、无同素异型转变、高耐腐蚀性（与玻璃相似）、良好的导电性、优良的与生物的相容性等多方面的优点[17,18]，因此在化工、电工、机械等许多工业部门得到了越来越广泛的应用。图 4-3 给出了 90% 冷轧钽板 1000℃ 退火前后的织构[18]。可以看出，与无间隙原子钢

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

相比钽板更容易制成单纯而强的{111}纤维织构。因此用钽板制作化工容器时，不仅有寿命长、耐腐蚀、耐高温、对人体无害等优点之外，还可以具有优良的深冲压性能，因而得到了人们格外的重视。



(a) 90% 冷轧织构　　(b) 1000°C 真空退火织构

图 4-3　90% 冷轧钽板 1000℃ 退火前后的织构[18]
(ODF 截面图，密度水平：2，4，7，12)

四、锆板的织构与塑性变形各向异性

锆在室温是密排六方金属($c/a=1.593$)。它具有很低的热中子吸收截面，且耐硝酸腐蚀，因而适合于制作核反应堆结构件或核燃料回收箱。在外力作用下，多晶体锆晶界上会形成孔穴。这种孔穴的拉长是造成相应结构件失效的主要原因之一。Carē 和 Zaoui 研究了锆板的拉伸断裂行为[19]，发现孔穴总是沿着锆晶体的〈0001〉方向延伸成长管状，并最终导致断裂。同时，孔穴的这种演变总与其附近滑移系在六方单胞多个{11$\bar{2}$0}晶面上的开动密切相关。

图 4-4 示意性地给出了 Carē 和 Zaoui[19]实测的平均晶粒尺寸为 15μm，厚度为 8mm 的冷轧工业纯锆板的{0002}极图。表 4-3 给出了沿轧向(RD)和横向(TD)测得的室温拉伸性能数据。从图 4-4 可以看出，多晶体各晶粒的〈0001〉方向大多接近平行于轧向。同时，其中多数晶粒的〈0001〉方向与横向的夹角保持在大约 40°左右。各晶粒〈0001〉方向的这种分布使横向拉伸时易于发生机械孪生。拉伸过程中织构未发生明显变化[19]，因此机械孪生发生的频率不会很大。但是机械孪生会促发新的孔穴的生成和生长[19]，从而造成较低的均匀延伸率(表 4-3)。另一方面，在抗拉强度相同的情况下当〈0001〉晶向与轧向垂直时，晶粒的{11$\bar{2}$0}面始终可以保持与轧向成 30°～60°夹角的高取向因子位置，从而造成了沿轧向拉伸时较低的屈服强度(参见

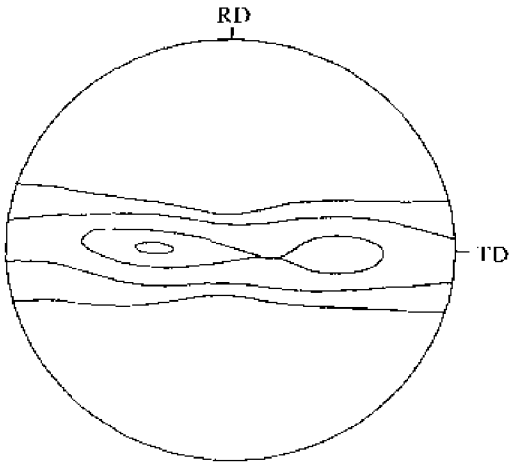


图 4-4　纯锆板的织构({0002}极图)

表 4-3)。这些各向异性特征为相应锆板结构件的设计和生产工艺控制提供了重要的参考依据。

表 4-3　纯锆板的室温拉伸性能[19]

拉伸方向	RD	TD
屈服强度	290 MPa	360 MPa
抗拉强度	430 MPa	430 MPa
均匀延伸率	16%	11%

§4-2　薄膜金属的织构

薄膜作为一种二维材料近些年来得到了很大的发展，其中电子及微电子工业对这类高技术材料有很大的需求。目前，在高温超导、微电子薄膜材料、金刚石薄膜等薄膜材料的研究与开发上已取得了很大的成功。另一方面，人们也越来越多地在各种传统结构及功能材料的表面涂镀各种薄膜金属，以进一步增强相关材料在某一方面的性能。研究表明，这些薄膜材料的性能往往与它们的晶体学织构密切相关。

一、大规模集成电路芯片用铝膜导线

人们熟知，集成电路使用的主体材料为单晶硅。通过繁杂的制作工序可以把单晶硅制成含有大量存储单元的集成电路芯片。存储单元之间要敷设导线进行连接。通常在单晶硅的{200}面上依次沉积 SiO_2、Ti(TiN)、铝合金膜等，将铝膜腐刻成设定的导线线路后附着上 SiN_x 层[20]进而制成集成电路芯片的基础材料。图 4-5 示意性地给出了集成电路芯片制备过程中的涂层结构[参见图 4-5(a)]及铝膜导线结构[参见图 4-5(b)]。其中 SiO_2 和 SiN_x 层是绝缘层。

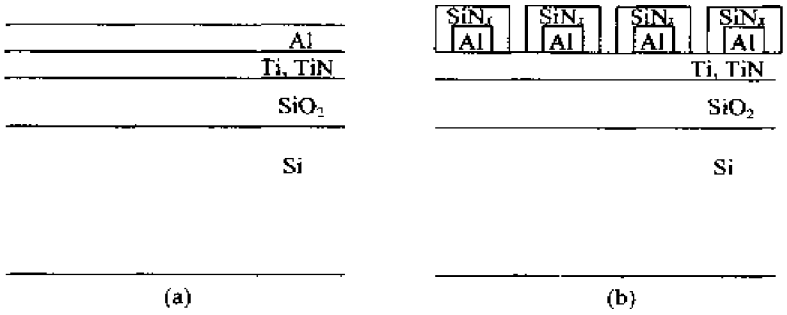


图 4-5　集成电路芯片的层状结构示意图

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

近 20 年来随着硅半导体产业的持续高速发展，集成电路芯片不断地向大规模、超大规模的方向拓展。在表面积不变的条件下芯片内存储单元的数目呈指数增长。图 4-6 给出了 20 年来芯片存储单元发展的状况以及今后的展望。预计每个芯片内的存储单元将达到 10^9〔参见图 4-5(a)〕[20]。同时随着存储单元的增加，铝膜导线的宽度也从上世纪 70 年代的 10μm 下降到本世纪初的 0.2μm〔参见图 4-5(b)〕。

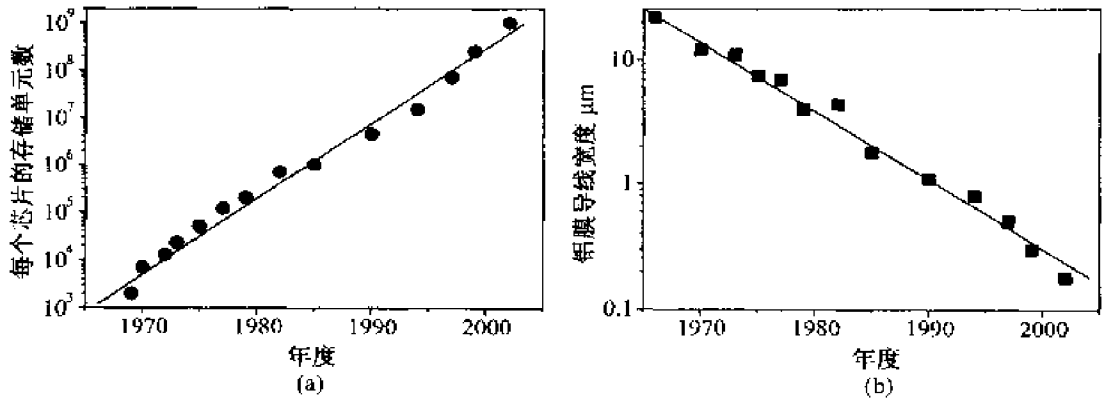


图 4-6　集成电路芯片的大规模集成化发展[20]

半导体芯片如此迅速的发展对相关材料的性能提出了严峻的挑战。通常，在芯片的制造和使用过程中总会经历一定的甚至是很大的温度起伏过程。芯片由单晶硅基体和各种薄膜构成(参见图 4-5)。一般来说，各层物质的热膨胀系数不尽相同，因而各层之间总会承受一定的热应力〔参见图 4-7(a)〕。对于铝膜导线来说，导线宽度降低时一方面会使流通的电路密度增加并造成更大的温度起伏，另一方面也会造成导线整体强度的降低。这些因素都会降低导线抵抗内应力的能力，导致导线中生成孔洞并容易在使用过程中造成断裂失效。电流密度的升高也

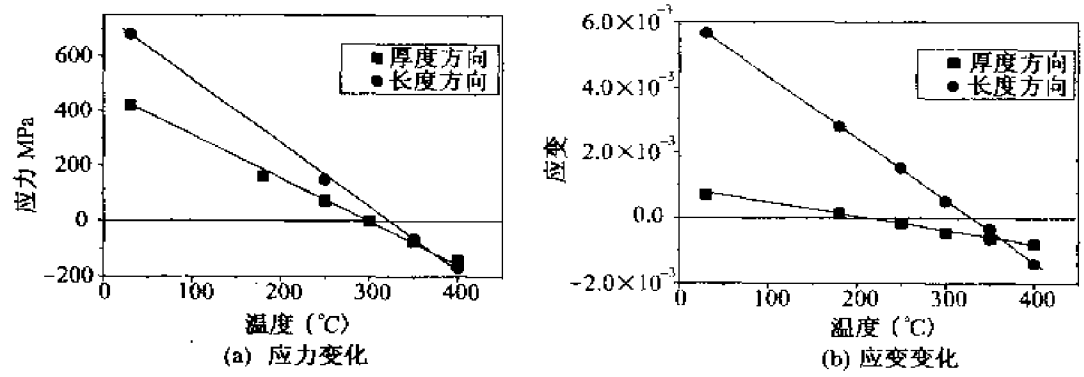


图 4-7　温度下降时 Al-1%Si-0.5%Cu 导线(0.8μm 高，0.9μm 宽)所承受的应力及应变[20]

会增强"电子风"效应[20],即在铝膜导线中因电流的流动而引起内应力和原子明显的扩散，并因此在晶界上造成孔洞(参见图 4-8)。这同样也会使导线失效。

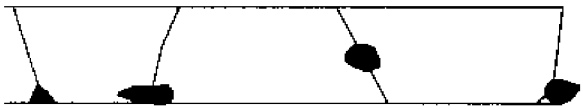
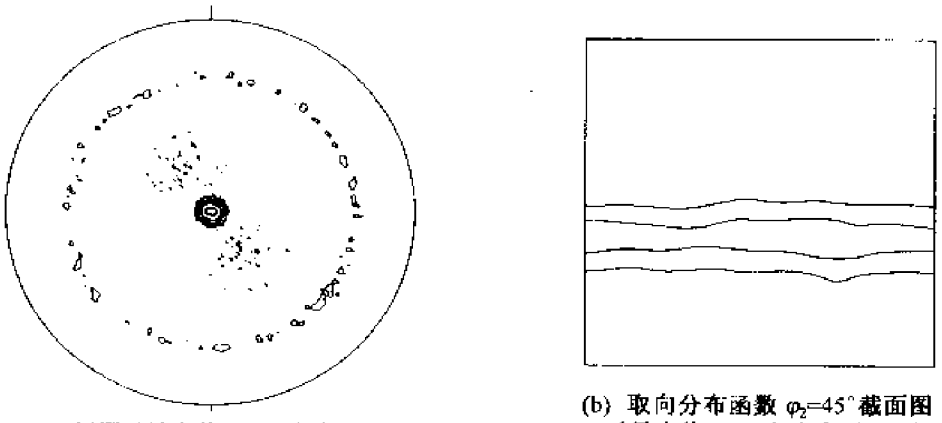


图 4-8　导线内晶界上生成孔洞的示意图

由于上述原因，半导体芯片经常出现失效现象。针对这一问题许多学者开展了大量的研究工作，并利用织构的角度找到了较好的解决办法[21,22]。

通常采用气相沉积的办法来制备导电用铝合金薄膜。由于铝的{111}表面能比较低[23,24]，铝膜中往往会生成{111}纤维织构[21-25]。参照第三章第三节并作类似的分析可以知道，当铝膜晶粒的{111}面平行于沉积面时铝膜在垂直于沉积面的方向上有较大的塑性变形抗力，而沿沉积面内的方向则有很小的塑性变形抗力。参照图 4-5 可以看出{111}纤维织构使得铝膜易于在应力作用下沿膜面方向，即铝膜导线的宽度和长度方向发生塑性变形并因此使应力得到松弛[26]。同时，铝膜厚度方向的高变形抗力也有利于保证铝膜导线不失效。另外也有报导指出[27]，强的{111}纤维织构十分有利于克服"电子风"效应造成的不利影响。由图 4-7(b)可以看出，{111}纤维织构使得铝膜导线在应力作用下沿长度方向明显变形从而松弛了应力，同时沿厚度方向变形很小从而有效地防止了导线失效。



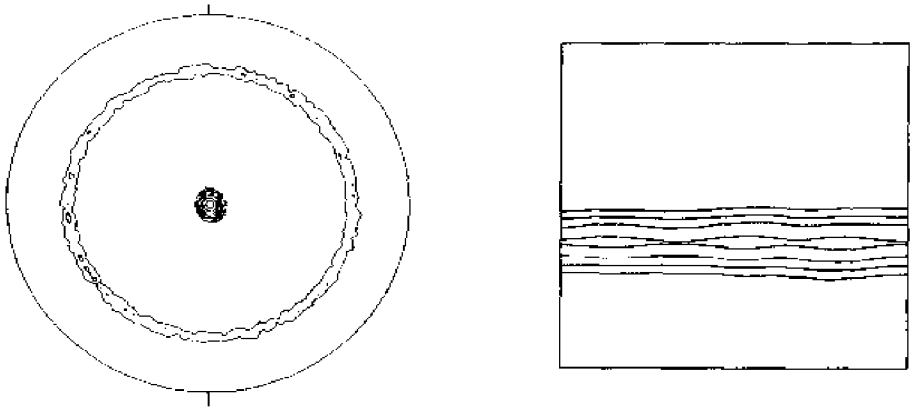
(a) {111}极图（最大值 22.2，密度水平：2,4,8,16)　　(b) 取向分布函数 φ_2=45°截面图（最大值 5.3，密度水平：2,4)

图 4-9　普通制备工艺制出的铝膜{111}纤维织构

由于{111}纤维织构的这些优点，铝膜的高{111}纤维织构占有率成为人们追求的目标。通过控制和改变铝膜沉积过程中的各种工艺条件可以获得非常锋锐的{111}纤维织构[27,28]。图 4-9、4-10[29]分别给出了普通工艺和改进工艺所制备出

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

的不同铝膜织构。其中取向分布函数 $\varphi_2=45°$截面图中 $\Phi=55°$附近即是{111}纤维织构的分布位置。定量计算表明[30]，改进工艺后{111}纤维织构的体积量从22.2%增加到80.7%，且正态分布半角宽从5.49°降到3.47°，表明织构明显锋锐化。



(a) {111}极图
(最大值156.8，密度水平：2,4,8,16,40,99)

(b) 取向分布函数 $\varphi_2=45°$截面图
(最大值 8.9，密度水平：2,4,6,8)

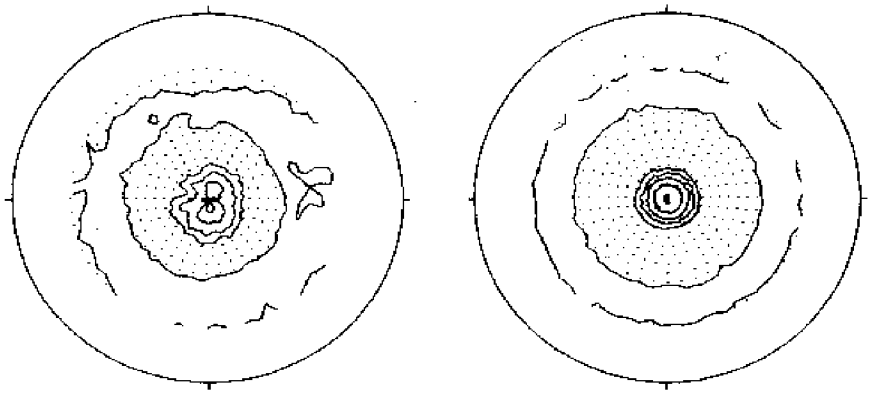
图 4-10　改进工艺制出的铝膜{111}纤维织构

二、化学气相沉积金刚石薄膜

金刚石具有很好的透光性。不仅可见光可以透过金刚石，而且波长为220nm至数十微米范围内(2－5μm的本征声子带除外)的电磁波均可以穿透金刚石[31]。金刚石的优良性能还在于其传热系数高于所有已知的材料，有很低的热膨胀系数和很高的抗热振动系数，有极强的抗化学腐蚀能力，有极高的硬度和抗摩损能力等等。金刚石的这些优异的性能使它在工业上，尤其是在光学和电子设备上具有广泛的用途[31]。金刚石获得广泛应用的主要障碍在于其很小的可制造尺寸和高昂的制造成本。化学气相沉积(CVD)金刚石薄膜工艺的出现使得以较低价格制造较大尺寸金刚石成为可能[32]，因而为金刚石材料的发展提供了重要的技术基础。

CVD金刚石薄膜是一种多晶材料。晶粒取向分布可以是随机的[31]，也可以有{100}、{110}或{111}纤维织构[33－38]，但{110}纤维织构是最常见的一种纤维织构[31,33,36]。织构的存在使得薄膜存在各向异性，因而为进一步提高薄膜性能提供了可能。例如Geis认为[35]，具有{111}纤维织构的金刚石薄膜有与单晶金刚石相近的电学性质，因而可以大大提高其使用性能。

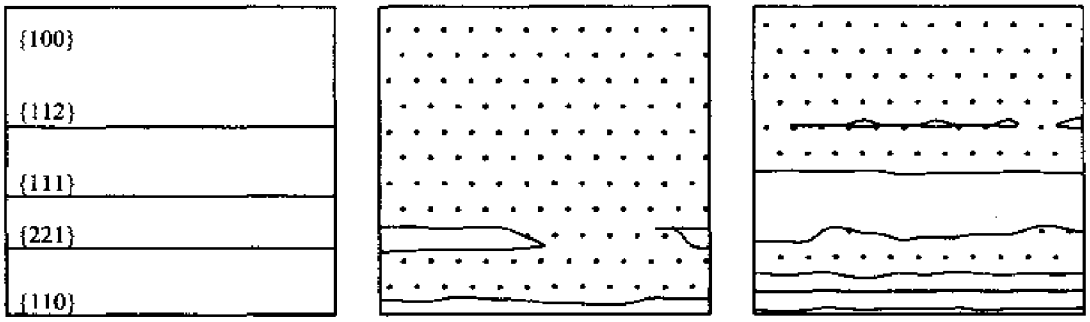
图4-11和图4-12[39]给出了两种沉积工艺条件下实测的{220}极图和所计算的取向分布函数的 $\varphi_2=45°$截面图。由图4-11可以看出两试样中均有{220}面平行于膜面的织构，试样2中的织构较为锋锐。图4-12(a)给出了各种纤维织构在



(a) 试样 1(max.:10.8)　　(b) 试样 2(max.:20.8)

图 4-11　多晶金刚石薄膜的(220)极图
(密度水平：1，2，4，8，16)

取向分布函数 $\varphi_2=45°$截面图上的位置，由此可以观察到更多的织构细节。除了{220}纤维织构外，试样 1 中有{221}纤维织构，而试样 2 中有{111}纤维织构(参见图 4-12)。



(a) 纤维织构位置　(b) 试样 1 中的织构 (max.:3.1)　(c) 试样 2 中的织构 (max.:6.6)

图 4-12　多晶金刚石薄膜的取向分布
($\varphi_2=45°$截面，密度水平：2，4，6)

Choi 等人认为[40]，金刚石各晶面的表面能不相同。其中{111}、{110}和{100}面的表面能分别为 5.65×10^{-4}、6.92×10^{-4}和 9.82×10^{-4} J/cm^2，{111}面的能量最低。因此，一般认为在金刚石薄膜的沉积过程中〈111〉方向生长较快，使薄膜的微观表面均由{111}面构成[36]。金刚石薄膜沉积通常以由{111}面构成的八面体生长的方式完成。图 4-13 给出了该八面体的示意图。由于八面体的对称性，当金刚石晶体的{100}、{110}或{111}晶面平行于沉积表面时，该晶体能够沿垂直于沉积表面的方向快速而稳定地生长[36]。任何其他取向晶体的快速生长方向都会偏离垂直于沉积表面的方向，并且受限于邻接晶粒而终止成长。因此通常会

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

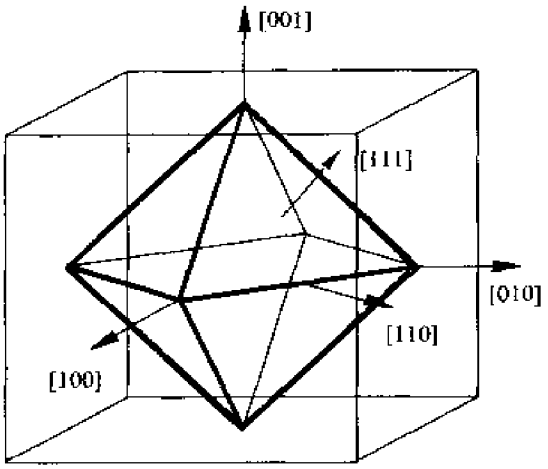


图 4-13　金刚石八面体的示意图

观察到金刚石薄膜的{100}、{110}或{111}纤维织构[33~38]。

参照图 4-13 可以发现，金刚石八面体上有三个〈100〉生长方向，而〈111〉和〈110〉方向则分别有四个和六个，与这些晶向的多重性一致。若金刚石八面体上所有方向的生长有相同的概率，则不仅非〈100〉、〈111〉和〈110〉方向的生长会因上述的选择生长而消失，而且也造成〈110〉方向生长的更高概率，而〈111〉方向次之。这应是{110}纤维织构更经常地被观察到的原因之一。金刚石结构晶体的层错能比较低[36,38]，少量的杂质元素会使层错能进一步降低，所以在沉积过程中容易产生沉积孪晶。例如在薄膜沉积出{100}纤维织构的条件下，工艺条件或杂质的扰动会使{100}面平行于沉积面的生长沿{111}面发生偏转而转向孪晶生长。图 4-14 给出了这种转化的晶体晶体学关系。平行于表面的{100}面发生的所有孪晶均会造成晶体的{221}面平行于沉积表面(参见图 4-14)，进而造成了{221}纤维织

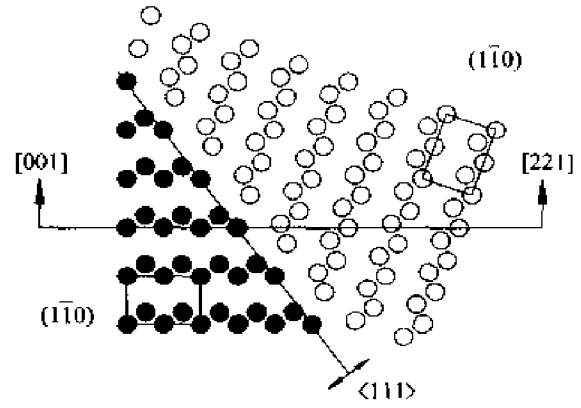


图 4-14　{221}纤维织构的形成(黑点为初始生长晶体，白圈为孪晶生长晶体)

构。孪晶生长不仅会造成{221}纤维织构[图 4-12(b)]，而且也会进一步阻碍{100}纤维织构的出现(图 4-12)。

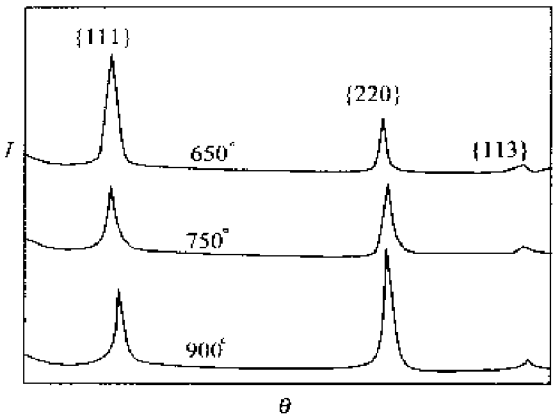


图 4-15　衬底温度对金刚石薄膜衍射强度的影响

上述分析表明，借助极图和取向分布函数可以分析金刚石薄膜中织构的类型和相关的转化原理。目前这种方法在金刚石领域中尚未普遍应用。如 Choi 等人研究{110}织构随衬底温度升高而变强的规律时仅采用的单点衍射的分析方法[40]。图 4-15 示意性地给出其检测结果。多晶体的取向分布是一个三维问题。取向分布函数利用三维空间来描述织构，极图也是利用二维空间分析织构。而单点衍射的空间是零维，因而在可靠性和科学性上均有不足之处[41]，也不便作更深入、精确的分析，因此应注重利用现代织构分析方法来研究金刚石薄膜的织构问题。

Flöter 等人的研究发现[42]，晶界对电子移动和光线传导均具有阻碍作用，且这种作用和晶界的取向差有一定关系。但若采用简单方法检测与分析 CVD 金刚石薄膜织构，则难于对织构有更深入的认识。人们已经认识到了金刚石薄膜中织构存在的普遍性，尚需开展织构与性能关系的系统性研究，以推动 CVD 金刚石薄膜各向异性的利用及其性能的进一步提高。

三、冲压钢板的镀锌层

钢板镀锌是人们熟知的一种提高钢板抗腐蚀能力、延长钢板使用寿命的处理技术。如果钢板需在最终使用之前作成形加工，则镀锌层的附着性能和相关的成形性能也会对镀锌钢板的整体性能有所影响。随着钢板深冲压性能的日益改善，钢板对镀锌层力学性能的要求也不断提高。尤其对无间隙原子钢等超深冲压织构钢板，这种要求显得更加突出。

Leidheiser 和 Kim 曾经研究过镀锌层在塑性变形条件下的附着性能[43]。他们的研究表明，在塑性变形过程中镀锌层的晶粒会沿着{0002}和$\{11\bar{2}0\}$晶面发生开裂。由于锌晶体只有一组{0002}晶面，当{0002}面垂直于板面时晶粒沿{0002}面穿晶开裂，并因此而造成锌层剥落。但锌晶体有三组{1120}晶面，当$\{11\bar{2}0\}$面垂直于板面时晶粒只会沿$\{11\bar{2}0\}$面形成曲折的微小裂纹；进而可以明显提高镀锌钢板镀锌层的附着能力。由此可见，为提高镀锌层的附着能力一方面需要设法细化镀锌层的晶粒，另一方面也需要促使镀锌层形成较强的{0002}纤维织构，促使{0002}面尽可能不垂直于钢板表面。图 4-16 给出了冲压热镀锌钢板镀锌层的织

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

构。可见热镀锌层有很强的{0002}纤维织构。Leidheiser 和 Kim 还认为[43]，镀锌层的{0002}纤维织构有利于防止钢板表面的有机污染。一般来说，镀锌层依靠电化学的原理防止钢板被腐蚀。但由于锌晶体化学性能的各向异性，在硫酸腐蚀环境下锌的[0001]方向具有更低的腐蚀率[43]，因此{0002}纤维织构也有利于进一步提高镀锌层的腐蚀保护作用。

Lazik 等人的研究结果有所不同[44]。他们认为镀锌层很强的{0002}织构会导致镀锌层在钢板弯曲过程中沿$\{11\bar{2}0\}$面产生大量微裂纹，进而降低镀层的抗腐蚀能力。降低{0002}织构则可大幅度减少微裂纹数量并提高镀层抗开裂和抗腐蚀的能力。他们发现，镀层的厚度、锌锅中溶液的成分会影响锌层最终织构。如随着锌液中铝含量的提高会减弱热镀锌表层的{0002}织构。

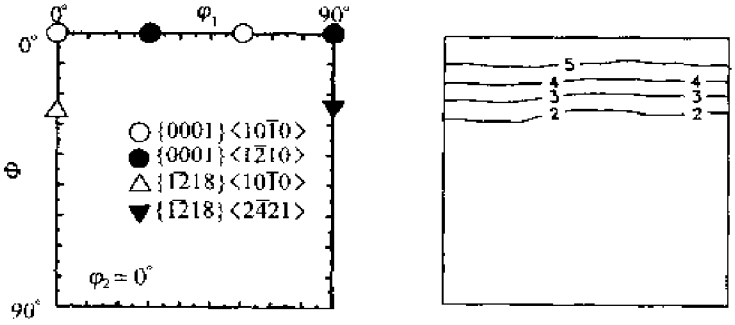


图 4-16　建筑用冲压热镀锌钢板镀锌层织构
(ODF φ_2=0°截面图，密度水平：2，3，4，5)

从上面的分析可以看出，虽然{0002}纤维织构有可能降低镀锌层在塑性变形过程中的裂纹扩展倾向，进而降低镀锌层剥落的可能或提高附着力，但是整体上镀锌层本身基本不发生塑性变形，因此这种镀锌层原则上只适用于成形加工量较低的冲压钢板。随着工业技术的进步，尤其是汽车工业的发展，越来越多的冲压钢板需要作一次性大冲压量塑性变形。镀锌层的{0002}纤维织构不易随之发生冲压变形，因此在大变形量的条件下难免出现剥落、粉化等冲压加工问题。为了解决这个问题，必须使镀锌层具备与超深冲钢板相适应的冲压成形性能。

锌是密排六方金属，它的 c/a 值很高，因此锌的塑性变形只能通过位错在{0002}面上的滑移完成。镀锌层的{0002}纤维织构使得锌晶粒沿板面塑性变形的取向因子几乎为 0，处于极硬的取向，因此不易发生冲压变形。只有当镀锌层各晶粒的{0002}面与钢板表面的夹角接近 45°时镀锌层才可以达到最容易变形的状态。Rangarajan 等人的研究表明[45]，通过控制电镀锌工艺可以使得镀锌层得到较强的$\{11\bar{2}2\}$纤维织构。此时{0002}面与钢板表面有一定的夹角，因此使镀锌层的冲压变形能力大大提高。Takechi 等人认为[46]钢板晶体取向分布对电镀锌织构会有很大影响。他们观察到当钢中{110}面与锌层的{0001}面平行、钢的〈111〉方向

与锌层〈$1\bar{1}00$〉方向平行时镀层与基体的原子几乎重合排列，因此钢板存在较强{111}织构时镀锌层易产生{$10\bar{1}3$}〈$11\bar{2}0$〉织构，而且随着{111}织构的减弱，{$10\bar{1}3$}〈$11\bar{2}0$〉逐渐向{0001}〈$uvtw$〉织构转变。Czerwinski[47]等人的研究却认为镀锌层织构与基板织构的关系不大。通过改变电镀液中 Sn^{+} 离子的浓度，就可获得不同类型的织构(主要为{$10\bar{1}0$}织构)。图 4-17 给出了深冲压电镀锌钢板镀锌层的织构[48]。可以看出镀锌层的{$1\bar{2}18$}晶面有平行于表面的倾向，因而可以保证镀锌层一定的成形性。

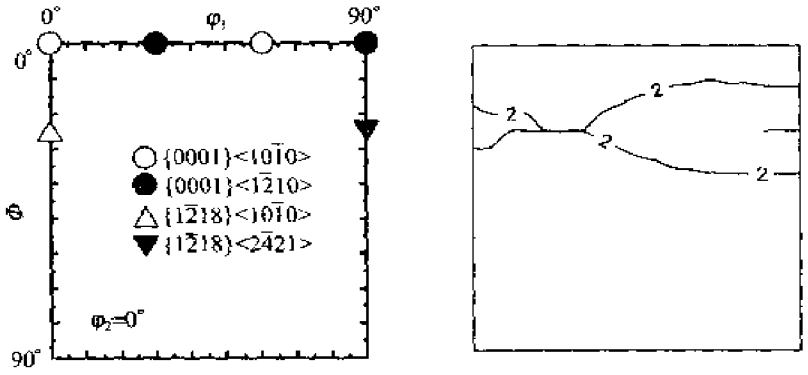


图 4-17　家电用深冲压电镀锌钢板镀锌层织构
(ODFφ_2=0°截面图，密度水平：2、3)

四、高温超导薄膜

超导材料可以通过数百万倍于铜的电流密度。用作磁体时可具备很高的磁场强度和很低的功率损耗，因此在现代工业及高科技研究中具有广泛的应用潜力。尤其自 1986 年以来各种高温超导体的发现、开发与应用极大地推动了相关工业及科学研究的发展。具有完全导电性的超导材料的一个重要性能指标是它的临界电流密度值 J_c。电流密度超过 J_c 值后完全导电性便会被破坏，因此提高 J_c 值是研究和开发超导材料的一个重要课题。

通常的高温超导材料都是多晶体。晶粒边界附近常常出现的成分偏析、微观结构缺陷以及可能的第二相粒子等都会使 J_c 值降低。即使是十分干净的小角度晶界也会明显降低 J_c 值。对 $YBa_2Cu_3O_7$ 型(YBCO 型)高温超导的研究表明，10°的小角度晶界就会使 J_c 值降低一个数量级以上[49]。由此可见，降低晶界两侧晶粒的取向差是大幅度提高 J_c 值的重要手段[50]。可以想象，单一而锋锐的织构组分可以达到降低晶粒间取向差而提高 J_c 值的目的。

通过探索和研究人们发现，利用外延生长技术可以制成织构锋锐、组分单一的超导膜[50~52]。人们先后对银、铜、镍等纯金属材料作了分析研究，发现高纯镍箔是作超导材料的理想衬底[51]。很早人们就知道纯镍经适当加工处理即可得到很

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

强的立方织构[53]。Goyal 等人的研究发现[51]，作超导体衬底的纯镍箔应具有锋锐的立方织构。对纯镍箔(>99.99%Ni)作大于90%的冷轧变形和1000℃ 4小时的再结晶退火后既可获得单一组分的强立方织构(参见第二章第七节)。

以 YBCO 型高温超导材料为例，其基本的制备方法是利用脉冲激光沉积技术在纯镍带上[51]外延沉积约 100nm 厚的 CeO_2 以及经 Yttria 稳定化处理的 ZrO_2 (YSZ)过渡膜，然后沉积 YBCO 超导膜。过渡膜除了可阻碍纯镍的氧化并防止镍扩散到 YBCO 超导层外[52]，其主要作用在于降低各外延生长层之间的晶体点阵错排度。

立方晶系镍的点阵常数是 $a=0.35238$nm，正交晶系 YBCO 超导体的点阵常数是 $a=0.382$nm，$b=0.388$nm，$c=1.1691$nm[52]。显然二者的点阵常数有较明显的差异，不利于外延生长。过渡层中四方晶系 CeO_2 以及 YSZ 的点阵常数分别是 $a=b=0.541$nm($c=0.5422$nm)和 $a=b=0.512$nm($c=0.5162$nm)[52]，它们 $\frac{1}{2}$[110]的距离分别是 0.38254nm 和 0.36204nm。这种距离介于纯镍和 YBCO 的点阵常数之间，因此它们用作过渡层时可以较好地起到降低外延生长时点阵错排度的作用。

由第二章第七节可知，带有锋锐立方织构的纯镍{001}〈100〉，由于点阵匹配效应，外延沉积生长后过渡带 CeO_2 和 YSZ 内会生成锋锐的(001)[110]织构，而最终沉积的 YBCO 超导层内会因此生成单一而锋锐的(001)[100]织构，确保了高 J_c 值。这种超导带的四层结构依沉积顺序分别为 Ni、CeO_2、YSZ 和 YBCO[52]。各层之间的共格关系使初始镍基带上的立方织构得以逐层传递，并确保最终超导层内锋锐的织构。在超导带材的制备过程中需经常检测织构状态以确保超导质量。传统上采用 Φ 扫描技术验[50]，也可以用极图的方法作监测。

图 4-18 给出了实测镍基带的{111}极图[54]。一镍带有很强的立方织构(参见

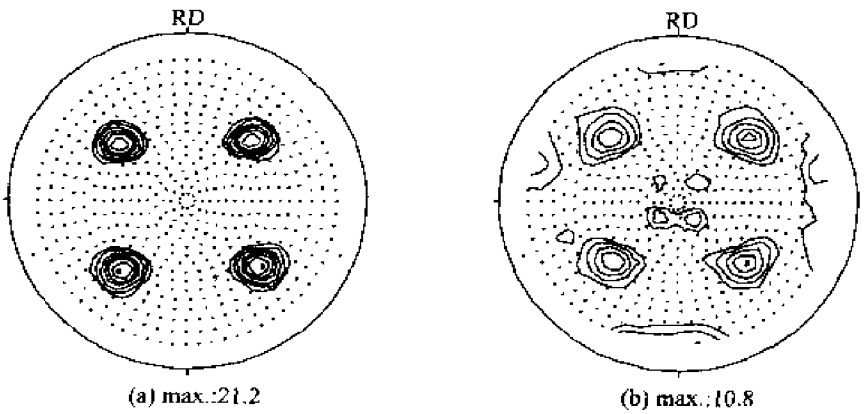


图 4-18 镍基带{111}极图
(密度水平：1，2，4，7，10，15，20)

图 4-18(a)]，而另一镍带除立方织构外还伴随有立方孪晶取向织构[参见图 4-18(b)]。图 4-19 分别展示了一多层超导带镍、CeO_2、YSZ 和 YBCO 的 Φ 扫描测试结果[55]，可以看出外延生长的 Ni/CeO_2/YSZ/YBCO 结构有很好的晶粒取向分布或织构的继承性。

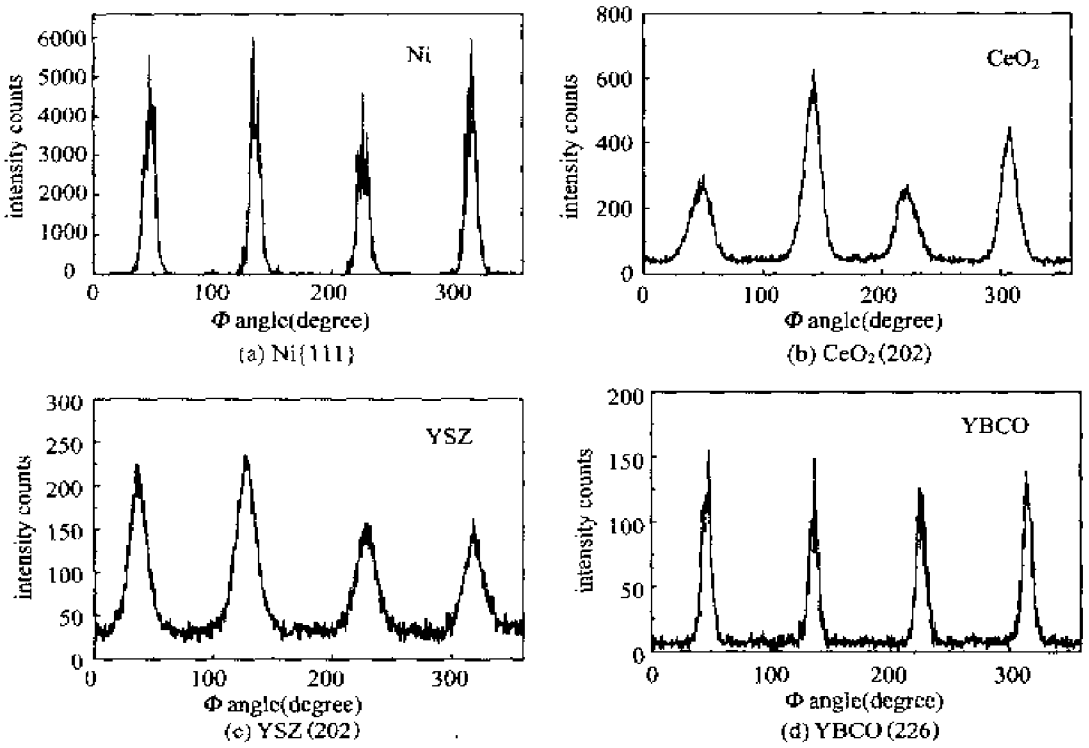


图 4-19　Φ 扫描测试

图 4-20 给出了一 YBCO 层的 Φ 扫描结果和(226)极图。Φ 扫描结果显示出

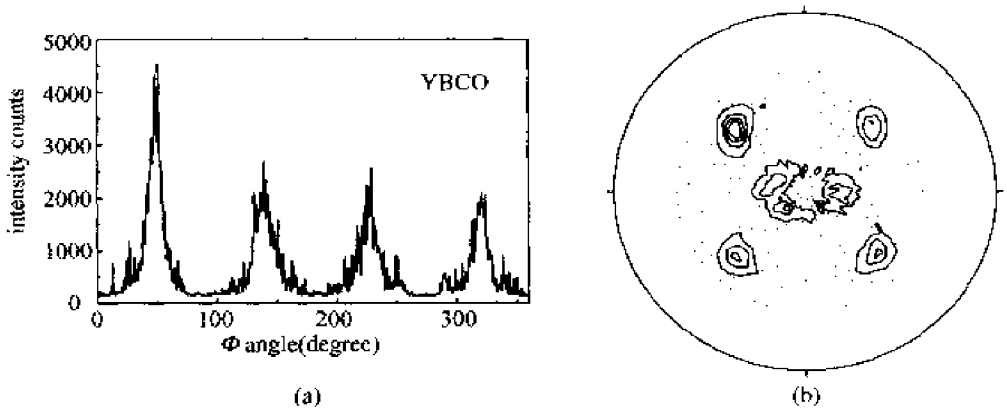


图 4-20　一 YBCO 层的 Φ 扫描图和(226)极图

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

很好的衍射密度分布[参见图 4-20(a)]，而同时在(226)极图上除了有(001)[100]织构外还观察到了一些其他的织构组分[参见图 4-20(b)]。

Φ 扫描通常会给出超导带上重要的取向分布信息，然而这一信息却不很完整。图 4-21(b)以(202)极图的形式示意性地给出了 CeO_2 和 YSZ 理想的取向分布，而图 4-21(a)也以{111}或{226}极图的形式展示了镍及 YBCO 层中的理想织构。Φ 扫描分析所测定的取向密度分布来自图 4-21 中虚线所示的位置。很显然，Φ 扫描并不涵盖各沉积层完整的织构信息。

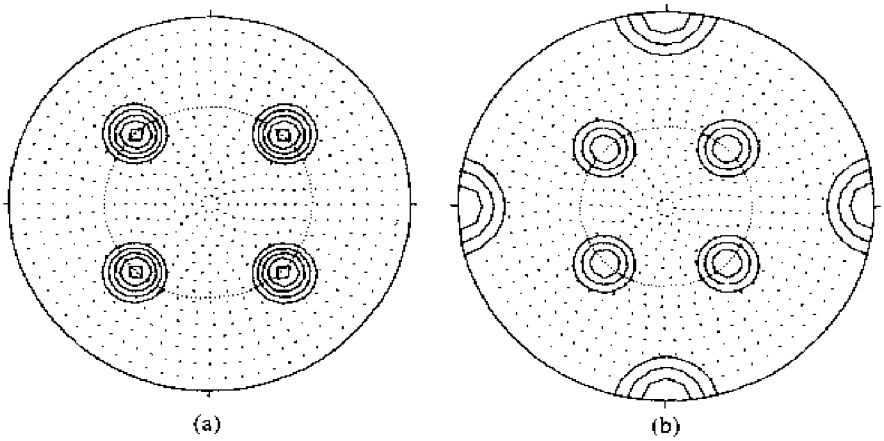


图 4-21　相应极图上 Φ 的位置

从图 4-18(a)所示的镍带织构出发可制备出高临界电流密度非常高的 YBCO 超导层，采用图 4-18(b)所示的镍带则会使 YBCO 层质量变差。参见图 4-21(b)可知，镍带在织构上的这种差异有可能在 Φ 扫描检测中被忽略，即在对这两种镍带的 Φ 扫描检测中可能得到相似的检测结果。

利用曲线啮合的方法可以确定出 Φ 扫描衍射峰的半高宽[50,56]。当 Φ 扫描中的衍射峰足够强、各沉积层衍射峰半高宽相近而较小、且除了所需的衍射峰外未观察到其他的衍射峰(图 4-19、4-21)时即可认作外延生长的质量很好[50,56]。但图 4-20表明 Φ 扫描检测真会漏掉一些织构信息，并由此对超导带的质量作出不准确的判断。由此可见，应尽量利用更全面的检测手段。

五、特种功能薄膜材料的织构

一些可自发极化的电介质在外电场作用下会改变其极化方向，进而造成铁电效应。光电子铁电薄膜具有光电效应、非线性光学效应、压电效应、热电效应等多种特性，因而在特种功能薄膜材料中占有重要的地位。材料的铁电特性往往是各向异性的，因此制备出特定择优取向的多晶薄膜是充分发掘材料铁电功能的重要手段。例如，在单晶 MgO 的(100)晶面上制备 $PbTiO_3$ 或 $PbZr_{0.4}Ti_{0.6}O_3$ 等铁电薄

膜，可使该铁电薄膜(001)面占有率超过 99%，其自发极化和热释电系数可接近单晶体的水平。这类薄膜材料已经在红外探测器上得到应用[57]。

在应力作用下弹性体会产生弹性应变，且应力与应变通常呈线性关系。有一类弹性体在无应力的条件下也会产生弹性应变，且外加应力可使弹性应变在正、负之间发生转换。用这类弹性体制作的材料称为铁弹材料，如 NdP_5O_{14}、$CaTe_2O_5$、$LaNbO_4$、InTl、V_3Si 等均可用作铁弹材料。铁弹体的一个主要特性是自发应变与其取向密切相关，因此注重利用铁弹多晶体的择优取向是提高相关功能特性灵敏度的重要手段[57]。

一些材料在超声波场的作用下会呈现光学各向异性，称为声光材料，如 TaO_3、SiO_2、TeO_2 等。当光波照射到这类声波载体时其传播的方向、频率、强度等会发生改变。声光材料这一特性可被利用来控制光波，如制作各种光学调制器、移频器、频谱分析器等。实用声光材料大体可分为玻璃材料和晶体材料两大类。玻璃的声光特性通常不如晶体。一般来说，晶体的声光特性是各向异性的。如 TeO_2 沿[110]方向传输横波的声速仅为 0.616×10^5cm/s，而沿[001]方向传输纵波的声速为 4.2×10^5cm/s。TeO_2 晶体是制作声光偏传器的优质材料[58]。

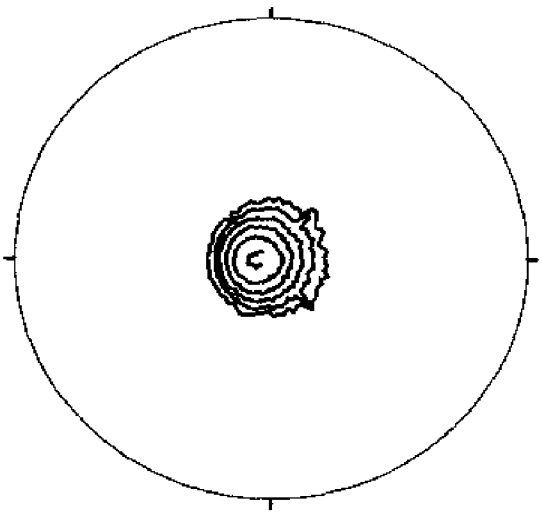


图 4-22　AlN 压电薄膜织构的{001}极图
(密度水平：1，2，4，8，16，32．最大值：37.4)

某些无中心对称性的晶体材料在应力作用下会产生电极化现象，称为压电效应。压电晶体的压电效应有明显的各向异性。有压电效应的材料可用于制作各种高灵敏度和高可靠性的传感器构件。压电薄膜材料有单晶和多晶两大类。单晶薄膜的制作工艺条件苛刻、成本高，而多晶薄膜的性能已接近单晶薄膜的水平，因此目前绝大多数的压电薄膜均是择优取向的多晶薄膜。在现有的各种压电材料中 AlN 属于六方 B4 结构晶体，是共价键化合物。它耐高温，且有高的导热性、耐腐蚀性和电绝缘性。作为压电材料，AlN 除了具有非常明显的压电效应外还有很高的超声波传播速度[59]，其[001]晶轴方向的超声波传播速度在当前所有压电材料中是最高的[60]。因此 AlN 压电薄膜可用于表面声波传播设备，如波长为 1GHz 以上的无线通讯装备。通常化学气相沉积外延生长的方式制备强织构的 AlN 薄膜，其织构表现为强的(001)纤维织构[60]。图 4-22 给出了表现研制中的 AlN 压电薄膜织构的(001)极图。可以看出，其(001)纤维织构的强峰离薄膜面法线尚有一定偏离，有待进一步改进沉积工艺以调整织构组态、强度和锋锐程度。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

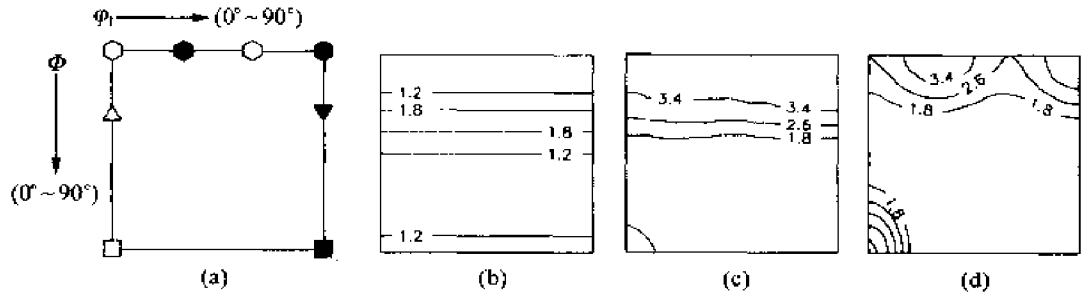
§4-3 金属间化合物结构材料的织构

随着科学技术的发展，金属间化合物在很多方面突出的性能特长越来越受到人们的关注。以金属间化合物为基础的合金体系得到了广泛的研究与开发，并逐渐地在各个工业部门的许多高技术领域得到应用[61]。同时，这类合金的织构和各向异性也在相应的开发研究中发挥了重要的、甚至是关键性的作用。下面举出几个实例。

一、Ti_3Al 基合金的织构与力学性能

在具有密排六方 α 结构的金属钛内加入适量的铝原子就可以生成具有 DO_{19}-α_2 结构的六方系金属间化合物 Ti_3Al。以 Ti_3Al 为基的合金具有比钛合金低的比重，但其高温强度及高温抗蠕变和抗氧化性能却比钛合金高很多[62]，因而可以在一定条件下取代钛合金[63]。Ti_3Al 的塑性很差，通过加入 Nb、V、Mo 等元素的合金化方法可以增加合金的韧性相[64]，同时也可以提高 α_2 相本身的塑性，即提高 α_2 相可开动滑移系的数目。利用透射电镜分析开动的滑移系，其分析结果往往具有局域性和片面性[65~67]，因此需要借助分析变形织构的形成过程来统计性地研究可开动滑移系的数目及其组合方式[68]。

人们对 Ti_3Al 基金属间化合物合金 α_2 相塑性变形晶体学的研究表明[66,67,69,70]，滑移系在六方晶体的基面 $\{0001\}$、棱面 $\{1\bar{1}00\}$ 和斜面 $\{11\bar{2}1\}$ 上的滑移造成了塑性变形，其中 $\{1\bar{1}00\}\langle 11\bar{2}0\rangle$ 是最为活跃的滑移系[65~67,70]。尽管尚有



(a) $\varphi_2 = 0°$ 截面中典型取向的位置

(b) Ti-28.9Al-15.6Nb 合金 39% 压缩织构 (Max. = 1.9, 密度水平：1.2, 1.8)

(c) Ti-25.5Al 合金 35% 冷轧织构 (Max. = 3.7, 密度水平：1.8, 2.6, 3.4)

(d) Ti-25Al-10Nb-3V-1Mo 合金 37% 冷轧织构 (Max. = 5.2, 密度水平：1.8, 2.6, 3.4, 4.2, 5.0)

○ $\{0001\}\langle 10\bar{1}0\rangle$，△ $\{\bar{1}2\bar{1}3\}\langle 10\bar{1}0\rangle$，□ $\{\bar{1}2\bar{1}0\}\langle 10\bar{1}0\rangle$

● $\{0001\}\langle 1\bar{2}10\rangle$，▼ $\{\bar{1}2\bar{1}3\}\langle 2\bar{4}23\rangle$，■ $\{\bar{1}2\bar{1}0\}\langle 0001\rangle$

图 4-23 α_2 相变形织构的 ODF 分析（$\varphi_2 = 0°$ 截面图）

一些非滑移变形模式的报导[71,72]，但一般认为它不是塑性变形的主要机制。图4-23给出了Ti-28.9Al-15.6Nb合金在750℃真空压缩39%，以及Ti-25.5Al和Ti-25Al-10Nb-3V-1Mo合金室温下分别冷轧35%和37%后测算出的ODF $\varphi_2=0°$截面图[73-75]。图4-23(a)中标出了$\varphi_2=0°$截面上六方α_2相的一些重要取向的位置。

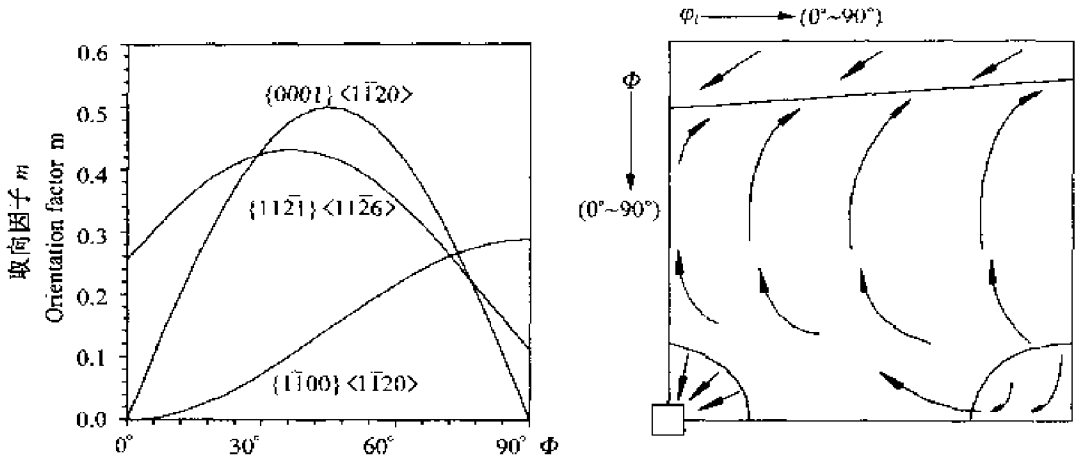
Ti-28.9Al-15.6Nb合金中的α_2相经39%压缩后形成了非常弱的纤维织构[图4-23(b)，取向密度峰值仅为1.9]。由于压缩应力相对于柱状试样中心轴呈轴对称分布，因此压缩变形后取向密度分布值与φ_1角无关，即取向分布函数呈相应的轴对称分布。晶粒取向略倾向于在$\Phi=30°$和$\Phi=90°$附近聚集。这相对于晶粒$\{\bar{1}2\bar{1}3\}$面和$\{\bar{1}2\bar{1}0\}$面平行于压缩面的分布状态[参见图4-23(a)]。Ti-25.5Al合金冷轧35%后形成了较弱的冷轧织构[见图4-23(c)]。轧制变形时试样内呈平面应力状态，所以变形后取向密度不呈现轴对称分布。冷轧晶粒的$\{0001\}$面倾向于平行轧面($\Phi=0°$)，同时有少量晶粒的取向在$\{\bar{1}2\bar{1}0\}\langle 10\bar{1}0\rangle$附近聚集。Ti-25Al-10Nb-3V-1Mo合金冷轧37%后晶粒取向也有类似的聚集现象[见图4-23(d)]。其特点是取向密度聚集程度有所提高(取向密度峰值为5.2)，取向$\{\bar{1}2\bar{1}0\}\langle 10\bar{1}0\rangle$附近聚集程度明显提高。同时晶粒的$\{0001\}$面更明显地向$\Phi=0°$处靠拢，并显著在$\{0001\}\langle 1\bar{2}10\rangle$附近集中。

若设想α_2相中主要的滑移系为$\{0001\}\langle 11\bar{2}0\rangle$、$\{1\bar{1}00\}\langle 11\bar{2}0\rangle$和$\{11\bar{2}1\}\langle 11\bar{2}6\rangle$且它们之间临界分切应力比为1:1.5:2[67]，则可以计算各类滑移系相对的最大取向因子。图4-24(a)给出了压缩应力下$\varphi_2=0°$且$\varphi_1=0°$取向线上各滑移系相应的取向因子，其中用箭头标明了相应滑移系开动后晶粒取向变化的方向[68]。可以看出，当晶粒取向的Φ值小于30°时应以$\{11\bar{2}1\}\langle 11\bar{2}6\rangle$滑移系开动为主，当晶粒取向的$\Phi$值大于30°时应以$\{0001\}\langle 11\bar{2}0\rangle$滑移系开动为主。两类滑移系开动的综合结果会造成晶粒取向稳定于$\Phi=30°$附近。另一方面，当Φ值接近90°时$\{1\bar{1}00\}\langle 11\bar{2}0\rangle$滑移系可能开动，因而可以设想只有变形前其取向的$\Phi$值很高的少量晶粒才会转入$\{11\bar{2}0\}$面基本平行于压缩面的取向。这一计算分析结果与图4-23(b)所示的实测结果十分吻合。

按照类似的单系滑移模式，可以计算轧制变形时$\Phi=0°$截面上各取向变化的方向[76]。图4-24(b)给出了相应的计算结果[68]。可以看出除了$\{\bar{1}2\bar{1}0\}\langle 10\bar{1}0\rangle$取向附近区域内的少量取向会移向$\{\bar{1}2\bar{1}0\}\langle 10\bar{1}0\rangle$外，大部分晶粒取向将流向某一低$\Phi$值的取向线附近。变形时基面滑移的临界分切应力值越低则该取向线越靠近取向线$\Phi=0°$。

在750℃压缩变形过程中难免伴随着动态回复过程，进而会减缓取向的正常聚集进程。另一方面，较高的温度也会使不同类型滑移系之间的临界分切应力比发生变化，从而使某些滑移系更加活跃。例如750℃时$\{11\bar{2}1\}\langle 11\bar{2}6\rangle$滑移系就比较活跃，致使晶粒取向移向$\Phi=30°$处[参见图4-23(b)]。而室温变形时$\{0001\}$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载



(a) 压缩变形时取向变化的趋势（φ_1=0°取向线）　　(b) 轧制变形时取向变化的趋势

图 4-24　变形时 α_2 晶粒取向变化的模拟计算（$\varphi_2=0°$截面）

⟨11$\bar{2}$0⟩滑移系就很活跃，导致取向密度峰始终在 $\Phi=0°$附近〔图 4-23(c)、(d)〕。由图 4-24(a)出发可知，若{11$\bar{2}$1}⟨11$\bar{2}$6⟩滑移系的临界分切应力升高，则它的取向因子与{0001}⟨11$\bar{2}$0⟩滑移系的取向因子的交点就会向左移。当该交点比较接近 $\Phi=0°$时，由于晶体和试样的对称性，相应 $\pm\Phi$ 处的密度峰互相重叠，使合成的密度峰位于 $\Phi=0°$处。这一分析正好适用于解释图 4-23(c)所示的结果。

经大量合金化后，Ti-25Al-10Nb-3V-1Mo 板中不仅 α_2 相的塑性得到了提高，而且其不同滑移系间临界分切应力比也发生了一定变化。图 4-23(d)所示的织构表明，{11$\bar{2}$1}⟨11$\bar{2}$6⟩滑移系变得更加不活跃，而{1$\bar{1}$00}⟨11$\bar{2}$0⟩滑移系却比 Ti-25.5Al合金更加活跃。参照图 4-24 所示的模拟计算结果可以推断，正是滑移系间临界分切应力比的这种变化造成了图 4-23(d)中晶粒取向分布更靠近 $\Phi=0°$线分布，以及在取向{$\bar{1}$2$\bar{1}$0}⟨10$\bar{1}$0⟩附近突出的聚集。图 4-23(d)中 $\Phi=0°$线上晶粒取向在{0001}⟨1$\bar{2}$10⟩附近的优先偏聚应该与合金板冷轧前的初始取向分布有关，因为仅{0001}⟨11$\bar{2}$0⟩滑移系的开动并不会造成晶粒取向在{0001}⟨10$\bar{1}$0⟩和{0001}⟨1$\bar{2}$10⟩上汇聚密度的明显差别。

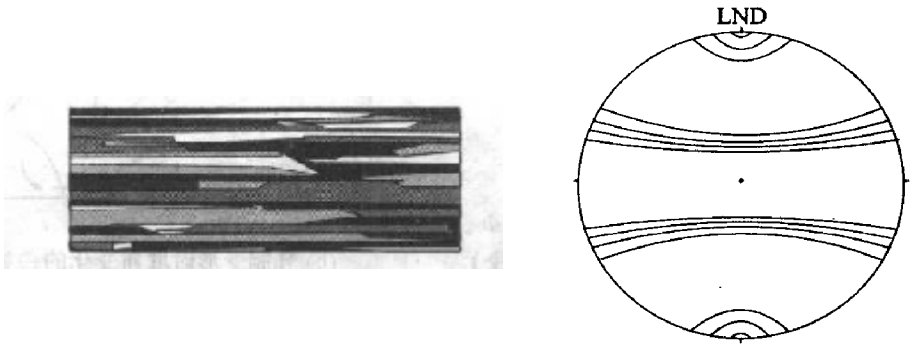
由上述分析可以看出，利用研究变形织构的形成过程可以很好地确定 Ti_3Al 基金属间化合物合金 α_2 相中开动的滑移系及其组合方式。

二、TiAl 基合金的织构与力学各向异性

TiAl 是具有 $L1_0$-γ 结构的四方系金属间化合物。TiAl 基合金的比重更低，其高温强度及高温抗蠕变和抗氧化性能与镍基高温合金相当[62]，其高温性能明显高于 Ti_3Al，因此目前被看作最具有发展前景的高性能航空航天材料[63]。在 TiAl 基合金的铸造、热加工、冷变形和热处理过程中都会产生织构[77~80]。为了保证优良

的力学性能 TiAl 基合金的组织通常要制成束集孪生片状(PST)组织[81],而这种组织也具有鲜明的织构[82]。

图 4-25 给出了 TiAl 基合金束集孪生片状组织的示意图及相应的{111}极图[82]。γ 相片状晶粒的{111}面为束集孪生晶粒之间的界面〔图 4-25(a)〕,且形成图 4-25(b)所示的{111}纤维织构。



(a) 束集孪生片状组织示意图　　(b) 片状组织织构示意图，{111}极图

图 4-25　TiAl 基合金束集片状孪生组织及相应的{111}极图
(LND：片状束集孪生晶界的法向)

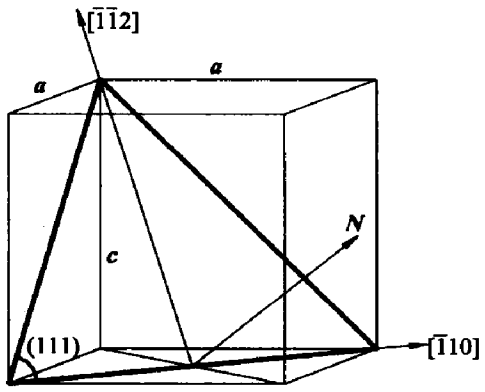


图 4-26　TiAl 基合金束集孪生组织室温拉伸实验的拉伸方向

Inui 等人[83]细致地研究了具有上述取向特征的束集片状孪生 γ 相组织的力学性能。图 4-26 给出了四方 γ 相晶体单胞。图中的(111)面表示束集片状晶粒的晶界方位,矢量 *N* 是(111)面的法线方向。Inui 等人作了两个系列的室温拉伸实验。其中一个系列是在图 4-26 中 *N* 与[$\bar{1}$ $\bar{1}$ 2]所决定的平面上，拉伸方向逐渐偏离 *N* 时所作的拉伸实验。另中一个系列是在图 4-26 中 *N* 与[$\bar{1}$10]所决定的平面上，拉伸方向逐渐偏离 *N* 时所作的拉伸实验。图 4-27(a)给出了实测的平均屈服强度,图 4-27(b)则是实测的延伸率[83]。可以看出,力学性能与 TiAl 合金束集片状孪生组织的取向有非常密切的关系。适当选择组织取向甚至可以使得通常较脆的 TiAl 合金的室温延伸率达到 20%的水平〔图 4-27(b)〕。由此可见,利用 TiAl 合金的织构可以更深层次地开发其力学性能的潜力,为相应合金系的发展提供更加广阔的前景。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

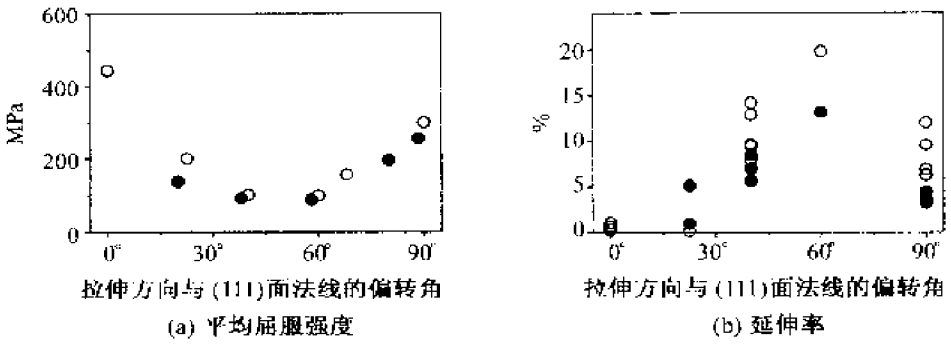


图 4-27　TiAl 基合金束集孪生组织的室温拉伸性能[83]
(●: $N[\bar{1}\ \bar{1}\ 2]$ 系列, ○: $N[\bar{1}10]$ 系列)

三、Ni_3Al 基合金的织构与力学性能

Ni_3Al 是具有 L_{12} 结构的立方系金属间化合物。Ni_3Al 基合金熔点高、比重较低、高温强度高、抗氧化和抗腐蚀性能优异、且加工硬化系数高；经合金化后韧性也得到了明显改善，因此 Ni_3Al 基合金适合于用作有特殊要求的高温耐蚀结构材料。目前在我国机械、化工等领域已经开始试用 Ni_3Al 基合金[84]，同时在航空航天工业所需的一些关键零件上 Ni_3Al 基合金也得到了应用[85]。

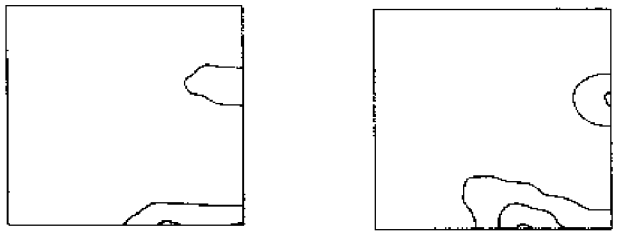


图 4-28　Ni_3Al 基合金的冷轧织构[86]
($\varphi_2=45°$ 截面图，密度水平：2, 4, 6)

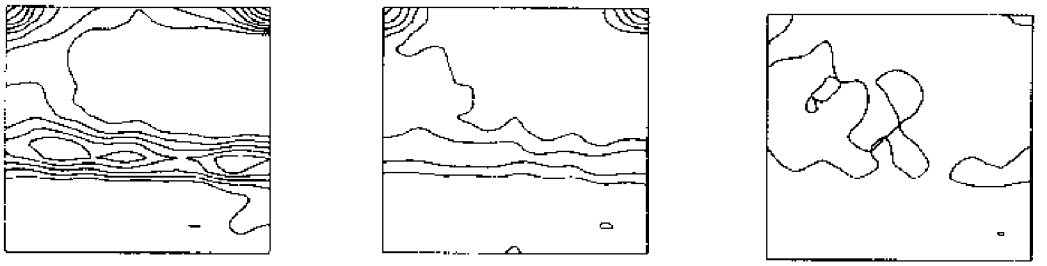
Ball 和 Gottstein 细致地研究了 Ni_3Al 基合金的塑性变形和再结晶行为[86~88]。图 4-28 给出了相应 Ni_3Al 基合金室温冷轧 61% 和 92% 后所测算出的取向分布函数 $\varphi_2=45°$ 截面图[86]。从中可以看到合金中逐渐生成了典型的面心立方金属类型的轧制织构。其中包括 $\{011\}\langle 211\rangle$、$\{112\}\langle 111\rangle$、$\{011\}\langle 100\rangle$ 以及 $\{123\}\langle 634\rangle$ 等织构组分。但是与面心立方金属很不相同的是，当冷轧板在 470℃ 退火后没有生成再结晶织构；细小再结晶晶粒的取向呈现随机分布的现象，在整个取向空间里最大取向密度值也只有 2.0[87]。Ball 和 Gottstein 认为在再结晶过程中相对较高的形核率及较低的晶界迁移速度造成了细小晶粒和随机分布的晶粒取向[88]。实际上

较高的形核率及较低的晶界迁移速度只能导致细小晶粒，却不一定会造成晶粒取向随机分布；后者可能与合金的有序结构相关[89]。

对 Ni_3Al 基合金单晶体的研究表明，晶粒取向对疲劳性能有明显影响[90]。采用定向凝固技术生产航空发动机用 Ni_3Al 基合金耐高温导向叶片可以保证其优良的高温力学性能[85]。而定向凝固技术造成的柱状晶组织必定具有明显的织构和各向异性，因此各向异性的利用也应该是 Ni_3Al 基合金开发的重要课题。通常冷变形组织的力学性能较差，因此为改善 Ni_3Al 基合金的性能需要做再结晶退火处理[91]。但退火后织构消失，给各向异性的利用带来一定困难。因此尚需研究 Ni_3Al 基合金再结晶织构的生成及其各向异性的利用。

四、Fe_3Al 基合金的织构与力学性能

Fe_3Al 是具有 DO_3 结构的立方系金属间化合物，经合金化及热机械处理后可以获得立方 B2 结构[92]。Fe_3Al 基合金的比重约为 6.3 左右，比钢铁材料低。它的强度高、塑性好，具有优良的室温、高温抗氧化和抗硫化性能，可以用传统的工业方法冶炼、易于加工而且可焊接、成本低，因而是一种可以大规模生产和使用的金属间化合物基合金。



(a) 80% 轧制 (Max.:17.7)　(b) 1000 秒退火 (Max.:11.3)　(c) 10000 秒退火 (Max.:3.6)

图 4-29　Fe_3Al 基合金轧板织构在 850℃ 退火过程中的变化[93]

(φ_2　45°截面图，密度水平：2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16)

Fe_3Al 基合金轧制变形后会生成明显的织构[89,93]。与 Ni_3Al 基合金相似，变形 Fe_3Al 基合金的织构在再结晶退火过程中也会消失[89,93,94]。图 4-29 给出了 Fe_3Al 基合金轧板织构在 850℃ 退火过程中的变化。图 4-29(a)展示出 Fe_3Al 基合金轧板中与体心立方金属非常近似的轧制织构。可以看到，随着退火时间的延长较强的轧制织构逐渐消失。通常再结晶是一个形核和晶粒长大过程。随机的再结晶晶粒取向分布表明再结晶晶核的取向是随机分布的，同时不同取向晶核均有基本相近的长大速度。后者还暗示出再结晶过程中小角度晶界也可能有与大角度晶界相近的迁移速率。变形储存能一般不容易推动小角度晶界迁移，因此金属间化合物特殊的有序结构以及变形过程中产生的有序无序转换能可能是推动小角度晶

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

界快速迁移的驱动力[89,94]，相关的研究还有待深入。

Fe_3Al 基合金轧板在再结晶过程中的这种变化会对力学性能带来重要影响。图 4-30 给出了 Fi_3Al 基合金轧板在不同温度退火 1 小时后的力学性能[92]。图 4-30 显示随着退火温度的升高屈服强度不断下降，同时延伸率达到一个峰值后也逐步下降。显微分析表明，750℃退火后轧制组织未发生明显变化[92]，变形基体只经历了一个较强的回复过程，同时轧制织构类型不变、峰锐程度有所增强[89,93]。然后，随着再结晶和晶粒取向随机化过程的发展，强度与塑性均不断恶化（参见图 4-30）。由此可见低缺陷密度状态的 Fe_3Al 基合金并不具备优良的塑性。分析表明，经合金化的 Fe_3Al 基合金其断裂方式主要是沿晶界断裂，未再结晶的饼形晶粒[92]及织构造成的大量小角度晶界强烈地阻碍了断裂沿晶界的扩展。饼形晶粒使得裂纹沿晶界扩展的路径崎岖而漫长，小角度晶界则使得晶界的断裂强度明显提高，这些均是回复组织获得最高延伸率的原因。在 Fe_3Al 基合金轧板的加工过程中很容易出现变形不均匀性，进而造成不均匀织构[95]。织构均匀与否不仅会影响到轧板力学性能的整体水平，而且也会明显影响到力学性能的各向异性[96]。因此织构的研究和利用也是开发 Fe_3Al 基合金的重要内容。

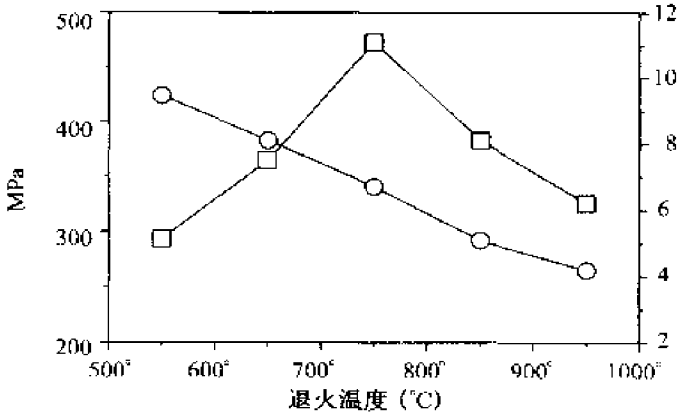


图 4-30　Fi_3Al 基合金轧板在不同温度退火 1 小时后的力学性能[92]

（□：延伸率，○：屈服强度）

§4-4　金属间化合物功能材料的织构

一、CuZn 合金的逆向孪生织构与形状记忆效应

机械孪生是金属材料塑性变形的主要晶体学机制之一。纯金属或单相固溶体合金的孪生机制已为人们所熟知。金属间化合物有序合金的室温塑性往往很低，因而研究其孪生行为有一定难度。在 B2 结构[97]和 $L1_0$ 结构[98]金属中虽然已观察到一些机械孪生现象，但通常认为 B2 结构有序合金中较难出现机械孪生。多

数会发生机械孪生的金属，其塑性变形的晶体学机制通常仍是以位错滑移为主。机械孪生往往只是把难以继续变形的硬取向转换成软取向，在随后的变形过程中机械孪生痕迹会很快消失。这给机械孪生的观察和确定带来了很大的困难，尤其对难以发生孪生的有序合金更是如此。但是变形织构分析可以对机械孪生的确定起很大的帮助作用。例如，在冷轧 Cu-45%Zn 和 Cu-47%Zn(重量百分比)合金的多晶 B2 有序 β′-CuZn 相中就利用织构确定了机械孪生的存在[99,100]。

由图 4-31 可以观察到 β′-CuZn 合金轧板中有{001}〈110〉、{557}〈110〉、{111}〈110〉和{111}〈112〉四种织构组分[99]。同时也观察到少量织构组分{221}〈114〉[100]，它的出现总是伴随着{001}〈110〉组分的降低。表 4-4 给出了四种主要轧制取向机械孪生的最大取向因子和孪生后的取向。根据相应孪生晶体学参数并参照文献[101]的方法可计算出相应机械孪生所造成的各应变分量(参见表 4-4)。可以看出，{001}〈110〉有最大的机械孪生取向因子，在轧制应力作用下(轧向拉应力和板法向压应力)最容易发生机械孪生。分析表明[99,100]，{001}〈110〉取向的晶粒有大量机械孪生出现，孪生使之转向{221}〈114〉[100]，因而造成了轧制过程中{001}〈110〉和{221}〈114〉取向密度互补的变化关系(参见图 4-31)。未发现其他

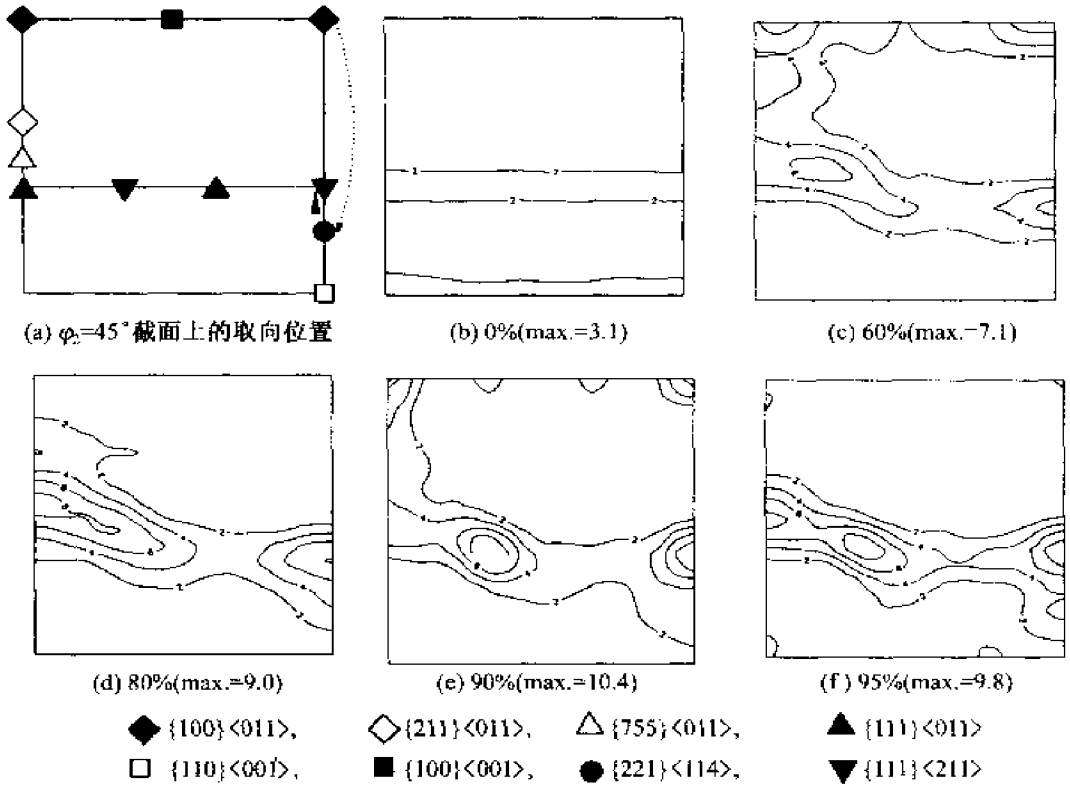


图 4-31 β′-CuZn 冷轧织构
(φ_2=45°截面，密度水平：2，4，6，8，10，)

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

织构组分中有机械孪生现象。由图 4-31(a)可以看到，机械孪生使晶粒取向从{001}〈110〉转到{221}〈114〉，后者刚好在轧制稳定取向{111}〈112〉附近，并经滑移变形转入{111}〈112〉。因此，与其他 B2 合金的轧制织构不同[102]，机械孪生使得 β′-CuZn 合金轧板中有很强的{111}〈112〉织构[99]。

表 4-4　四种取向晶粒机械孪生的取向及应变分析

孪生前取向	取向因子	孪生后取向	正应变 $\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}, \varepsilon_{33}$	切应变 $\varepsilon_{23}, \varepsilon_{31}, \varepsilon_{12}$
{001}〈110〉	0.94	{221}〈114〉	0.67, 0.00, −0.67	0.00, 0.24, 0.00
{557}〈110〉	0.71	{401}〈114〉	0.67, 0.33, −0.33	0.33, −0.17, 0.17
{111}〈110〉	0.63	{511}〈127〉	0.67, 0.44, −0.22	0.31, −0.14, 0.19
{111}〈112〉	0.55	{511}〈172〉	0.56, −0.33, −0.22	0.34, 0.04, −0.38

注：其中应变下标 1 代表轧向、2 代表轧板横向、3 代表轧板法向。

在多晶体的拉压塑性变形过程中，各晶粒的正应变应与多晶体的宏观应变基本一致。但由于各晶粒的取向不同，其应变张量中的其他分量会很不一致[101]。各晶粒应变分量(主要是切应变分量)的不一致会使一晶粒的塑性变形受到近邻晶粒的阻碍。当变形晶粒的切应变分量很低时，该晶粒的变形过程所遭受的阻力会明显降低[103]。表 4-4 给出的各取向切应变分量值可以看出，由{001}〈110〉向{221}〈114〉孪生后造成的切应变总体上最低，只有少量的 ε_{31} 应变，ε_{23} 和 ε_{12} 均为零。分析表明[103]应变 ε_{31} 在轧制条件下对变形的阻碍最低。切应变分量所有这

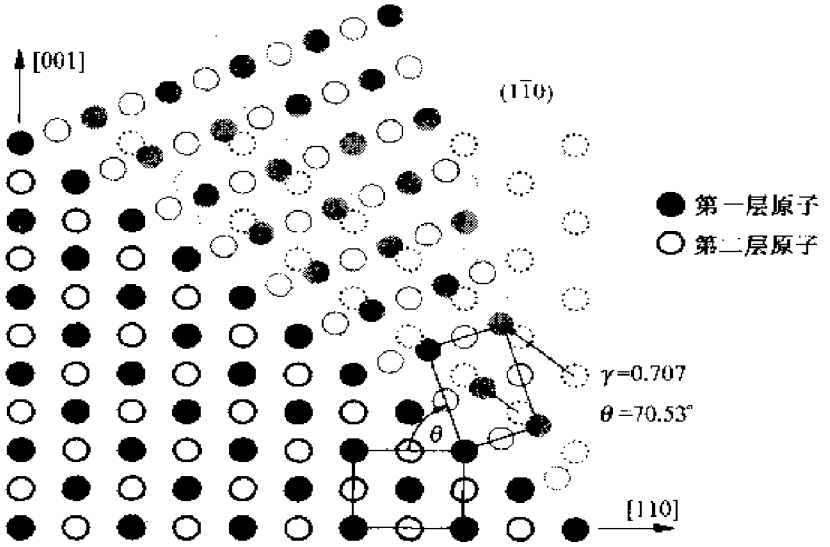


图 4-32　体心立方金属的常规(正向)机械孪生结构

些有利因素也应是生成{221}〈114〉孪生的一个重要原因。

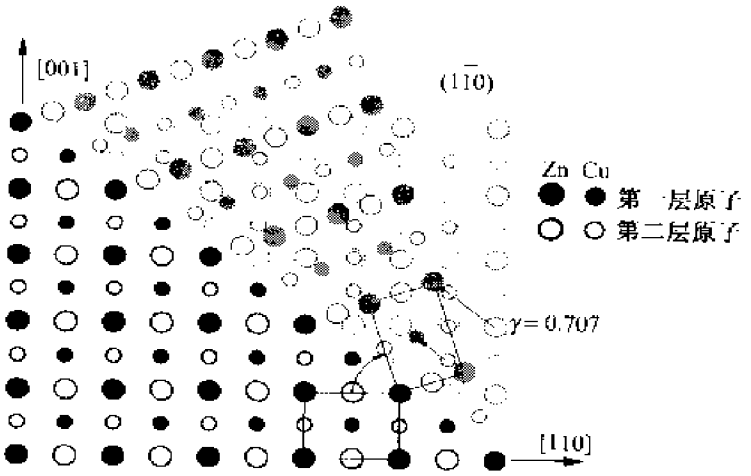
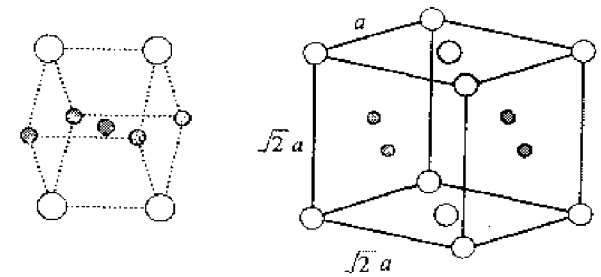


图 4-33　B2 结构正向孪生的结构

图 4-32 给出了体心立方金属的常规机械孪生过程的示意图。若机械孪生的孪生方向通常称为正方向，沿孪生面的切应变量 γ 为 0.707。可以看出孪生前后晶体的结构保持不变，只是取向发生了变化。如图 4-33 所示，类似的机械孪生过程发生在 B2 结构中，虽然相应切应变量 γ 仍为 0.707，但孪生后的晶体结构却发生了变化。图 4-34 给出了 B2 结构正向机械孪生后相应的单胞。可以看到这已经不是 B2 结构了。这种结构的转变，既 B2 稳定结构的破坏必然会引起系统能量的升高，并会对实际孪生过程造成极大的阻力。



(a) 图中标出的单胞　　(b) 实际的单胞结构

图 4-34　图 4-33 所示 B2 结构正向孪生后的单胞结构

如图 4-35 所示，若晶体发生了逆向孪生，则相应切应变量 γ 提高了一倍，变为 1.414。这自然会使孪生的难度加大，外力做功也会增高，但 B2 结构在孪生发生后仍保持稳定，因而是实际可行的孪生机制。这样看来，不仅金属间化合物位错结构的复杂化会使塑性下降，而且其有序结构使机械孪生的难度提高也是塑性

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

下降的一个原因。

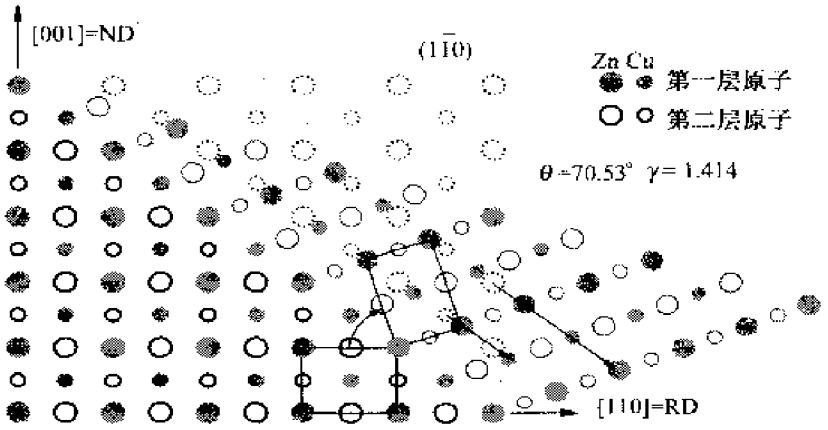


图 4-35　B2 结构逆向孪生的结构

如果把图 4-33、图 4-35 中的[001]方向设想成轧板法线方向，把[110]方向设想成轧制方向，则图中所显示的晶粒正好有取向{001}〈110〉。可以直观地看出，对正向孪生造成的正应变有 $\varepsilon_{11}<0$、$\varepsilon_{33}>0$(图 4-33)。这样的应变与轧板宏观应变正好相反(参见表 4-4)，这也说明正向孪生是不可行的。而对逆向孪生造成的正应变有 $\varepsilon_{11}>0$、$\varepsilon_{33}<0$(图 4-35)，与轧板宏观应变一致，因此是可行的。

在轧制变形过程中 β′-CuZn 有序相{001}〈110〉取向晶粒的孪生取向因子很高，机械孪生到达{221}〈114〉取向后所产生的切应变对近邻晶粒的扰动最小，因而是力学上最容易发生机械孪生的取向。常规的正向孪生会破坏晶体原有的 B2 结构，使系统能量升高，且所造成的正应变与轧制正应变不符，因而是不可实现的孪生方向。逆向孪生能保持晶体原有的 B2 结构，所造成的正应变与多晶体宏观轧制正应变相符，因而是实际的孪生方向。可以看出，正是借助织构分析确定了机械孪生的存在，并由此发现了 B2 有序合金的逆向孪生。

形状记忆效应是许多有序合金系马氏体相变的重要特征。这种记忆效应来源于合金的热弹性马氏体转变以及应力诱发的马氏体转变[104]。同时，母相与马氏体之间的转变在晶体学上应该是可逆的过程[104]，即母象转变成马氏体后，在相应的逆转变过程中必须恢复母相原来的晶体结构和晶体学取向。只有这样才能确保合金的形状记忆效应。分析表明，在母相转变成马氏体后的塑性变形过程中，马氏体的取向会继续改变或出现再取向，但该过程也不会影响母相原始取向的恢复[104,105]。

在通常的情况下，母相以固定的取向关系转变成马氏体，并发生形状改变。当多晶体取向随机分布时，母相各晶粒的形状改变效应会在一定程度上互相抵消，进而降低了宏观的应变量，不利于形状记忆效应的利用。当合金母相有很锋锐的织

构时，各晶粒形状改变时的抵消作用会大大地降低，为制造大应变量的形状记忆效应奠定了基础。由此可见，利用织构可以增强形状记忆效应，因而得到了人们的重视[105]。如果能够控制合金母相的织构类型及锋锐程度，就可以人为设计母相向马氏体转变时的各应变分量，进而推动形状记忆效应的精细利用。

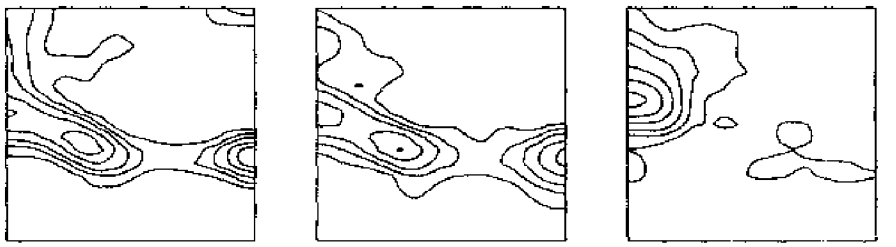


图 4-36　94%冷轧 Cu-45%Zn 有序合金的织构
（φ_2=45°截面图，密度水平:2,4,6,9,12,15）

β′-CuZn 基合金是一种人们熟知的 B2 结构形状记忆合金[106]。在冷却过程中合金将从 B2 结构转变成锌含量过饱和的 α 固溶体，即马氏体结构[107]。该马氏体具有正交晶体结构[108,109]。当合金的锌含量超过 42%时其马氏体转变温度（Ms 点）将低于零下 240℃[110]。在外力作用下，CuZn 合金也会在高于 Ms 点 10～15℃产生应力诱发的马氏体转变[106]，并造成合金的超弹性现象。产生马氏体转变时，B2 结构的母相将以特定的晶体学机制[109,111]和较为固定的取向关系[112]转变成马氏体，因此母相的织构也会以某种形式转变成马氏体织构。

图 4-36 给出了 94%冷轧 Cu-45%Zn（重量百分比）有序合金板退火过程中的织构。当把 94%冷轧的合金板在有序转变温度（约 454℃）以下作 300℃再结晶退火后，其冷轧织构类型基本上被保留下来〔参见图 4-36(b)〕，只有{001}〈110〉织构组分消失。通常认为，合金在有序温度内再结晶有序结构会抑制正常的再结晶过程，因此这很可能是一种类型的原位再结晶过程。而当把 94%冷轧的合金板作 500℃再结晶退火时，合金在无序结构状态下发生再结晶。由图 4-36(c)可以看出，冷轧织构发生了明显的变化，其他织构组分消失的同时{112}〈110〉织构组分大大增强，因此这应该是一个比较正常的再结晶过程。由此可见，可以通过调整加工工艺来控制 β′-CuZn 有序合金的织构，因而为人为设计形状记忆合金的特定形状记忆效应提供了条件。相关的研究尚有待进一步开展。

二、FeCo 合金有序-无序转变对变形和再结晶织构的影响

FeCo 具有 B2 结构，以 FeCo 为基础的合金也是一类有形状记忆效应的合金系。因此研究其织构的类型及控制方法对于改进其形状记忆性能有重要意义。FeCo 合金可以通过热处理的方法得到有序 B2 和无序 A2 两种不同的结构状态。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

分析 FeCo 特有的有序 无序转变对织构的影响，有助于探索控制织构变化的新途径，因此对各类具有序结构的形状记忆合金有一定的普遍意义。

FeCo 合金在 550℃ 退火 10 天后炉冷可获得基本有序的结构[113]，而在 850℃ 加热并快冷则可得到基本无序的结构。图 4-37 在取向分布函数 $\varphi_1 = 0°$ 和 $\varphi_1 = 90°$ 截面上给出了 FeCo 合金冷轧织构[114]。

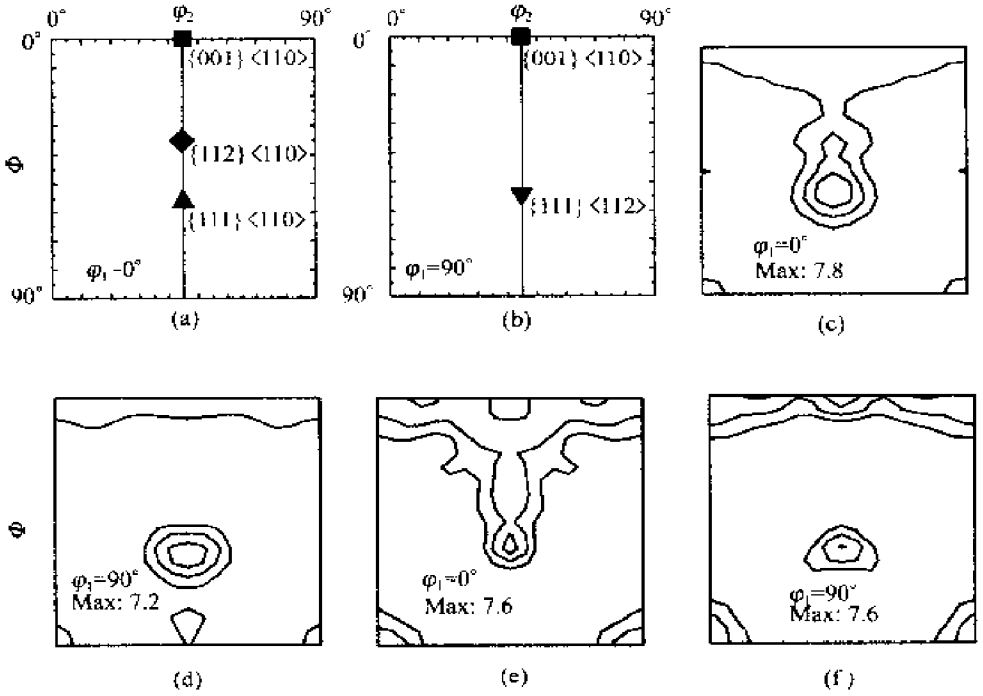


图 4-37 FeCo 合金冷轧织构(c)、(d)有序态冷轧 37%(e)、(f)，无序态冷轧 42%
(密度水平：2，4，6)

有序化处理的 FeCo 合金的晶粒取向在冷轧过程中向{111}〈110〉和{111}〈112〉聚集[参见图 4-37(c)、(d)]，而且这两个取向位置上的密度水平基本相当。无序 FeCo 合金具有与有序 FeCo 合金相似的{111}〈110〉和{111}〈112〉织构组分，但在 $\varphi_1 = 0°$ 截面上从取向{001}〈110〉到{111}〈110〉之间有一定取向密度分布，并且在取向{001}〈110〉上有较高的取向密度[参见图 4-37(e)、(f)]。因此 FeCo 合金有序和无序状态也会造成变形织构的明显差别。

经无序化处理的 FeCo 合金具有 A2 结构，从本质上讲与传统的 BCC 金属类似。金属在形变过程中，晶粒的取向随形变量的增加逐渐向取向稳定的位置上转动，并形成相应的形变织构组分[115]，其中包括由四滑移系开动而保持稳定的{001}〈110〉织构组分。B2 有序结构状态下开动的位错通常是超点阵位错，即一个完整位错通常会分解成两个 a/2〈111〉部分位错，两个部分位错之间由反相畴界相连。位错滑移会造成 FeCo 合金中出现大量层错，为使 B2 结构不被滑移破坏，

则需部分位错成对运动[116]。在 B2 有序合金中滑移可以在{110}面和{112}面进行。哪一个面上可滑移取决反相畴界能的大小和超点阵位错运动的难易程度[117]。对 FeCo 有序合金，一般认为是主要是{110}滑移面上的滑移，这是因为连接超点阵位错的反相畴界能在{110}面上有最小值[118]。所以 FeCo 有序合金的形变应以{110}〈111〉滑移系的平面滑移为主[113, 118]。同时相应滑移系开动的临界分切应力会明显增加，使得多系滑移更加困难，进而降低了{001}〈110〉上取向密度的聚集。

在有序合金的塑性变形过程中不仅合金的缺陷密度在不断增长，而且其有序的结构也会在一定程度上受到破坏。研究表明，Ni_3Al 基有序合金冷变形 40% 后其长程有序度的降低幅度可接近 30%[119]，而 FeCo 有序合金冷变形 44% 后其长程有序度也会降低约 40%[120]。有序度的降低会提高冷变形合金的储存能并增加变形基体的不稳定性，这种变化也会影响到合金在随后加热过程中的再结晶行为和再结晶织构的形成。多数有序合金的室温塑性很低，不能积累足够的塑性变形量[121]。上述冷轧无序 FeCo 合金有较高的轧制变形量，因而可以作相应的分析。

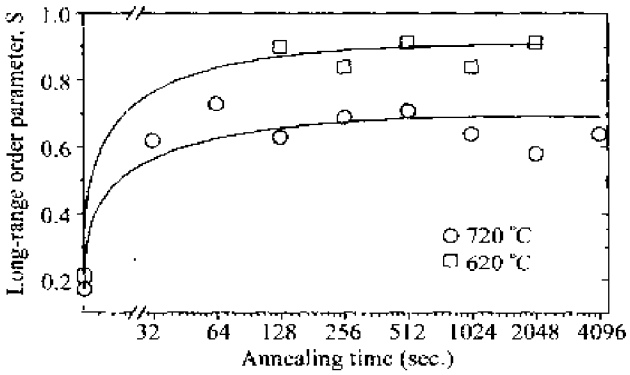


图 4-38　退火过程中冷变形合金有序度的变化

FeCo 合金的有序-无序转变温度约为 730℃[122]。图 4-38 给出了在有序温度区的退火过程中冷变形合金有序度随时间的变化。可以看到，在加热的初期合金的有序度上升，并迅速达到某一稳定值。随着退火温度的上升，这一稳定值明显下降。620℃退火的稳定有序度约为 0.8～0.9，720℃退火的稳定有序度约为 0.6～0.7。620℃经 72 小时退火后，再结晶过程完成，基体组织转变成了等轴的再结晶晶粒[120]。720℃加热 18 小时后再结晶开始，细小的再结晶晶粒分布于变形基体上，加热 36 小时后初次再结晶完成[120]。750℃加热 512 秒后再结晶就已开始，加热 1024 秒时初次再结晶结束[120]。

图 4-39、图 4-40 和图 4-41 给出了表达不同温度退火织构的取向分布函数 $\varphi_2=45°$ 截面图。可以看出，变形织构主要表现为{111}面平行于轧面的织构以及

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

一定的{001}〈110〉和{112}〈110〉织构(参见图 4-39 至图 4-41)。620℃再结晶完成后冷轧织构基本没有发生变化(参见图 4-39),因此所发生的再结晶过程应属于连续再结晶或原位再结晶[123]。720℃和 750℃再结晶完成后{001}〈110〉织构组分大幅度减弱,{111}面平行于轧面的织构也有所弱化,但 750℃再结晶完成后的{111}纤维织构甚至比加热 512 秒时还强(参见图 4-41)。

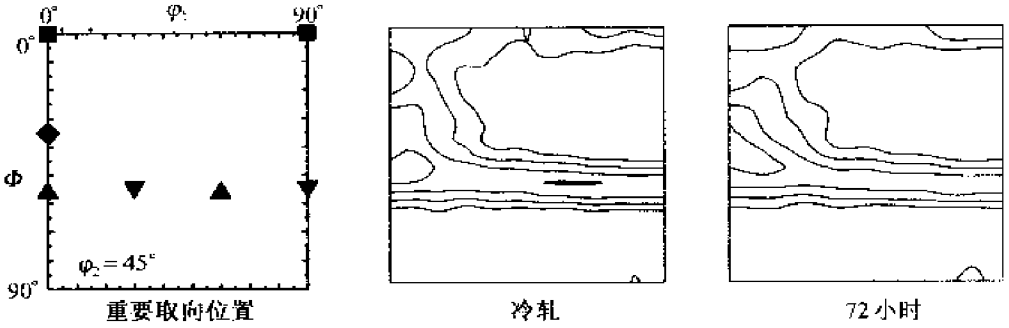


图 4-39 620℃退火织构(ODF $\varphi_2=45°$截面,密度水平:2,4,6,8)
■:{001}〈110〉,◆:{112}〈110〉,▲:{111}〈110〉,▼:{111}〈112〉

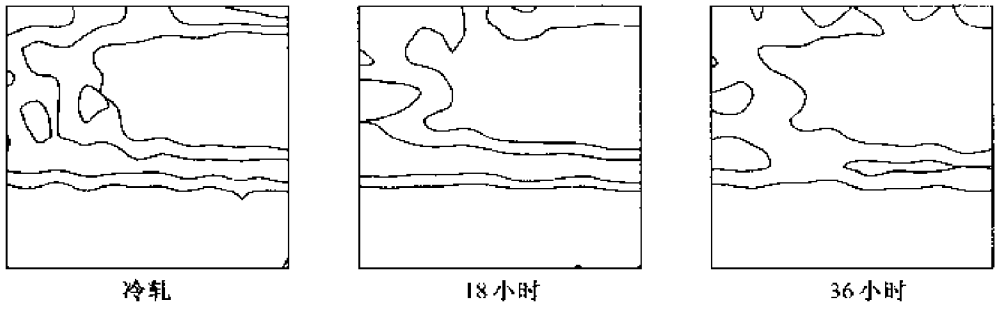


图 4-40 720℃退火织构(ODF $\varphi_2=45°$截面,密度水平:2,4,6)

在 550℃以上,无序 FeCo 合金发生有序化转变时属于二级相变[124]。合金二级有序相变的一个重要特征表现为在转变温度以下的稳定有序度不一定是 100%,而是随温度的降低逐渐接近 100%[125]。图 4-38 的结果也反映出 FeCo 合金的这种二级相变特征。720℃和 620℃再结晶开始之前合金的有序化过程已经完成[120],因此有序化与再结晶二个过程并不直接交织在一起。

高于有序转变温度的 750℃加热时没有有序化转变,合金只会发生单一的再结晶,变形后合金内有足够的储存能以驱动再结晶。根据退火过程中织构的变化可以推断(参见图 4-41),这一再结晶过程与体心立方冷轧板中的再结晶过程相似[126]。

620℃处于合金的有序化温度区,冷变形无序 FeCo 合金首先发生有序化转

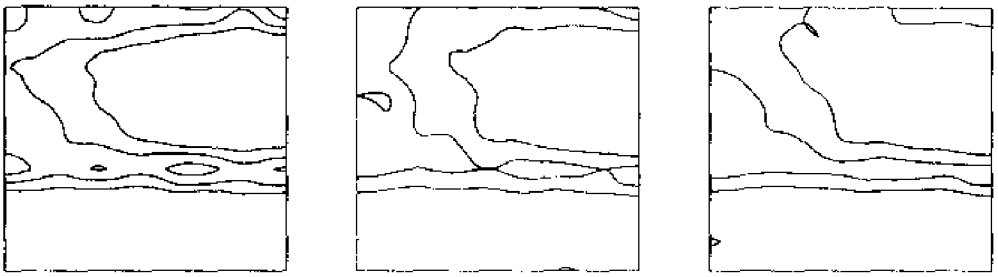


图 4-41　750℃退火织构(ODF $\varphi_2=45°$截面，密度水平：2，4，6)

变，长程有序度可达 0.9，也就是说约有 90% 的原子需要作短程位置调整以实现有序化。在变形基体中发生这样大规模的原子位置调整势必会造成变形基体再结晶前回复过程的增强和缺陷密度的大幅度降低，从而使剩余的储存能不足以驱动以大角度晶界迁移为特征的正常的再结晶过程。因此，此时的再结晶过程是以极强的回复过程为特征的连续再结晶，并且不造成晶粒取向分布的剧烈变化(参见图 4-39)。

即使基体中由于大幅度的塑性变形而储存了很高的缺陷密度，合金中的多数原子仍处于完整晶体点阵中。因此当合金的稳定有序度降低到 0.7 以下时有序化过程对缺陷密度的降低作用会明显减少。如果有序化过程优先在非缺陷区完成，则 720℃时 30% 以上的稳定无序部分会主要保留在缺陷区，从而使有序化过程并不明显降低储存能。从 720℃退火造成的再结晶织构可以看出(参见图 4-40)，它更接近于 750℃退火的再结晶织构(参见图 4-41)，因此变形基体中储存能有可能未被有序化过程明显降低，但有关的原理尚待进一步分析。应该看到，720℃退火过程毕竟与 750℃有一明显不同，即再结晶织构呈现明显的随机分布倾向(参见图 4-41)，而不具备通常体心立方金属所表现出的{111}纤维织构在退火过程中增强的现象[126](参见图 4-40)。由此可见，再结晶织构应由形核过程控制，即在 720℃变形基体中的亚结构均可以转变成再结晶核并长大，进而造成了随机分布的织构组分。

对于多数普通金属材料，随着再结晶温度的线性降低相应完成再结晶的时间会成指数延长。这里的冷轧 FeCo 合金在 750℃、720℃和 620℃完成再结晶的时间分别是 1024 秒，36 小时和 72 小时。再结晶温度从 750℃降低 30℃后再结晶时间延长了 100 倍以上，而再结晶温度从 720℃降低 100℃后在结晶时间仅在原基础上延长了 1 倍。由此可见，无序冷变形合金在有序化温度再结晶时需要明显更长的时间。这时的再结晶晶粒的生长是在有序状态下完成。有序合金晶界迁移的原子的跳动过程还需满足原子有序排列的要求，因而会明显减慢晶界的迁移速度。这应是有序温度区再结晶速度明显降低的重要原因。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

对上述经无序化处理的 FeCo 冷轧板再结晶初期的观察分析表明[127]，变形晶体内仅有少量的再结晶核经亚晶回复生长机制生成，它们有与变形基体相近的取向，其小角度晶界使得该晶粒不能快速长大。变形晶粒的晶界区有复杂组织结构和较高的缺陷密度，因此产生了大量的再结晶核。这些晶核具有各种不同的随机取向，且与变形基体之间大多有大角度晶界，这些晶核的快速长大决定了最终再结晶晶粒很强的取向随机分布特性(参见图 4-41)。在有序化温度范围加热时，有序结构特征显然阻碍了晶界区这种大量随机再结晶核的形成，而由晶内再结晶核决定了与变形织构相似的再结晶织构(参见图 4-39)。相关的原理尚有待进一步研究。

三、Nd-Fe-B 合金的织构与永磁性能

20 世纪 80 年代初期，人们发现 Nd-Fe-B 系合金有极为优异的磁学性质，其磁能积$(BH)_m$达到前所未有的 290kJ/m^3[128]，随后又达到了 433.62kJ/m^3 的水平[129]，矫顽力也达到 2400kA/m，大大优于传统材料，特别适合用作优质永磁材料。经过多年的研究开发，Nd-Fe-B 基合金的居里温度由 310℃提高到 600℃，从而使其实际工作温度提高了约 160℃左右，达到了 240℃。钕是蕴藏量丰富、价格相对便宜的稀土元素，加上各方面性能的不断改进使 Nd-Fe-B 基合金成为了今后几十年内不可取代的新型永磁材料。

Nd-Fe-B 基永磁合金的基本晶相为 $Nd_2Fe_{14}B$ 化合物，具有四方结构，其空间群为 $P4_2/mnm$。$Nd_2Fe_{14}B$ 基固溶体有一定的溶解度成分范围，其 K_1 值为 5700 kJ/m^3[130]，(001)方向为易磁化方向[131]。获得高强度(001)纤维织构是获得高性能 Nd-Fe-B 基永磁材料的关键之一。

Nd-Fe-B 基永磁合金的制备方法主要有烧结法及粘接法两种，即将该合金粉末经烧结或粘接的方式加工成型。为提高合金的永磁性能，在成型工序的执行过程中均需在特定环节附加磁场处理，使得各粉末晶粒的(001)方向尽可能多地转换到特定的制品方向上。

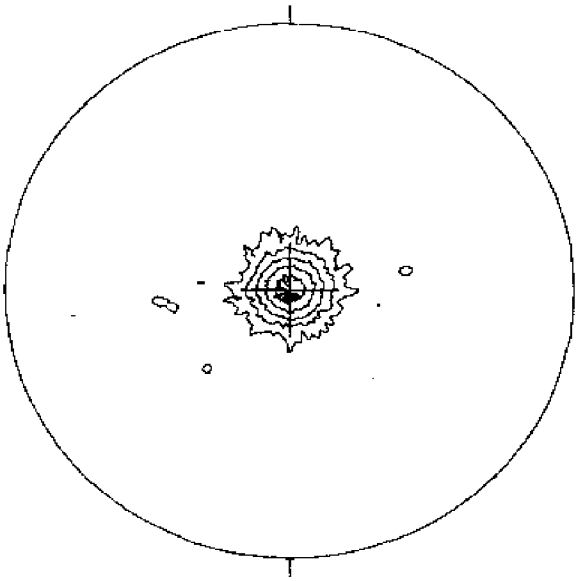


图 4-42　烧结 $Nd_{15}Fe_{77}B_8$ 永磁合金的{006}极图
(密度水平：1, 2, 4, 7, 12, 18, 最大值：19.3)

图 4-42 给出了经过烧结制

备出的 $Nd_{15}Fe_{77}B_8$ 永磁合金的{006}极图。可见经磁场处理后在该合金测试面上可以形成很强的(001)纤维织构，该合金的最大磁能积约为 320 kJ/m^3 (40MGOe)。

四、(Tb, Dy)Fe_2 合金的织构与磁致伸缩性能

在外磁场作用下，铁磁性原子的自旋与轨道耦合能与相应的弹性能需要达到新的平衡，因而导致原子间距的调整，即磁致伸缩现象。磁致伸缩材料具有较大的磁致伸缩系数，是重要的磁功能材料。磁致伸缩材料有使电磁能与机械能或声能之间能量转换的功能，主要用作水声或电声换能器、各种驱动器、减震系统、液流系统等。优良的磁致伸缩材料应有尽可能低的磁晶各向异性常数 K_1 值和高的磁致伸缩应变 λ 值，且有低的矫顽力、高的电阻率和足够的强度。20 世纪中期，Clark 等人[132]发现了稀土金属单晶体在 4.2K 低温磁场作用下有超磁致伸缩现象，其磁致伸缩应变可达到 8.3×10^{-3}。随后人们又发现了稀土金属与铁构成的立方 Laves 相在室温条件下也能表现出超磁致伸缩性能，其磁致伸缩应变的绝对值也能达到 $0.4-1.7\times10^{-3}$的水平。

不同的立方稀土 Laves 相会有符号相反的 K_1 值及符号相反的 λ 值。K_1 值符号相反的两种材料会有不同的易磁化方向。例如 $DyFe_2$ 的 K_1 值大于 0，磁致伸缩应变为 0.433×10^{-3}，其易磁化方向为〈100〉；$TbFe_2$ 的 K_1 值则小于 0，磁致伸缩应变为 1.753×10^{-3}，其易磁化方向为〈111〉[133,134]。这两种稀土化合物均可有立方 Laves 相结构，且二者可在结构保持不变的条件下无限互溶，即成(Tb, Dy)Fe_2 基合金[135]。将这两种 K_1 符号相反而 λ 符号相同的磁致伸缩化合物以适当比例溶合，则原两单相的 K_1 值会互相抵消而 λ 值会互相叠加，进而得到 K_1 绝对值低的磁致伸缩材料。这样即有利于磁化能耗的降低，同时还可保持高的 λ 值。其具体的化学式可写成 $Tb_xDy_{1-x}Fe_2$，当 x 值约为 0.27 时可以得到优良的磁致伸缩性能。

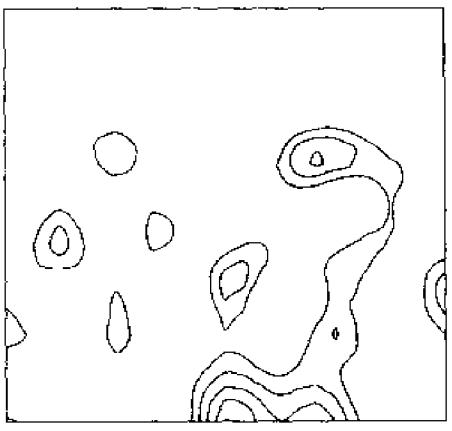


图 4-43 定向凝固 $Tb_xDy_{1-x}Fe_2$ 垂直于凝固方向平面的织构
($\varphi_2=45°$截面图，密度水平：2,3,4,5,6)

$Tb_xDy_{1-x}Fe_2$ 的线磁致伸缩应变有明显的各向异性。如 $Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe_2$ 在〈111〉方向上的 λ 值为 1.64×10^{-3}，而在〈100〉方向上只有 0.1×10^{-3}。因此利用磁致伸缩应变的各向异性是发展高性能超磁致伸缩材料的关键之一。通常采用定向凝固法制备强织构的磁致伸缩单晶或多晶材料，也可以采用粉末冶金的方

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

法制备磁致伸缩多晶材料[136]。在定向凝固的选择生长过程中〈112〉方向往往会表现出生长优势[137]，因此〈112〉纤维织构是 $Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe_2$ 合金中常见的织构，亦有优良的磁致伸缩性能。通过调整技术方案和工艺参数也可以制备出具有〈111〉、〈110〉或其他纤维织构的磁致伸缩材料[138,139]。图 4-43 给出了表示定向凝固 $Tb_xDy_{1-x}Fe_2$ 在垂直于凝固方向的平面上所测量织构的 $\varphi_2=45°$ 截面图。参见第二章图 2-16 可知，材料中有{110}、{111}和{112}面垂直于凝固方向的纤维织构，这些织构均会对磁致伸缩性能有所贡献。

五、InSb 合金的织构与磁阻效应

磁场中的运动电荷或电流会在运动方向与磁场方向所决定平面的法线方向上受到洛伦兹力的作用，进而使相应运动发生偏转。这种偏转使无磁场时原流动方向上的电流值下降，即表现为原电流方向上电阻值的升高，称为磁致阻抗效应。不同导体材料会表现出不同程度的磁致阻抗效应，其中电阻率的相对变化 $\Delta\rho/\rho_0$ 可表达成[140]

$$\Delta\rho/\rho_0 = A\mu^2B^2 \tag{4-1}$$

式中，μ 为载流子迁移率；B 为磁场的磁感应强度；ρ_0 为本征电阻率；A 为常数，对 InSb 有 $A=0.275$[140]。由此可见，在磁场条件不变的情况下，材料若有高的电子迁移率 μ，则会有很高的磁致阻抗效应。表 4-5 给出了一些材料的本征电阻率及载流子迁移率[141]。由表 4-5 可以看出，InSb 具有极高的电阻迁移率，因而可以用作性能优良的磁阻抗元件。

表 4-5　一些材料的本征电阻率及电子迁移率

材　料	Si	Ge	InSb	GaAs	InGa	Al	Cu
本征电阻率 ρ_0(Ω·cm)	2.3×10^5	50	0.06	7.0×10^7	0.03	2.65×10^{-6}	1.70×10^{-6}
电子迁移率 μ(cm^2/V·s)	1350	3900	100000	8000	22600		
空穴迁移率 μ(cm^2/V·s)	500	1900	1700	100～3000	150～200		

InSb 具有立方 B3 结构。Weiss 等人的研究发现[142]，InSb 存在着磁致阻抗效应各向异性。当片状 InSb 平面为{111}面时有正常的物理磁阻效应；而当片状 InSb 平面垂直于{111}面时，其物理磁阻效应会异常地增大。其物理磁阻效应的各向异性可表达成[140]

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\cos^2\theta\left[\langle n\rangle\left\langle\frac{1}{n}\right\rangle - 1\right]}{1+\cos^2\theta\left[\langle n\rangle\left\langle\frac{1}{n}\right\rangle - 1\right]} \cdot \frac{(\mu B)^2\sin(\varphi+\theta)}{1+(\mu B)^2\cos(\varphi+\theta)} \tag{4-2}$$

式中，θ 是片状 InSb 平面与{111}面法线的夹角；φ 是片状 InSb 平面上电流方向

与磁感应强度 B 方向的夹角；n 为载流子浓度；符号〈 〉表示取平均值。可以看出，当 θ 为 0 时应有非常灵敏的物理磁阻效应[140]。通过改变制备工艺能够调整 InSb 的织构[143,144]，从而达到提高磁阻效应的目的。

参 考 文 献

[1] 毛卫民，余永宁. 金属材料各向异性的开发研究. 金属热处理学报，1997，18(3)：95～100

[2] Barlat F, Panchanadeeswaran S, Richmond O. Prediction of earing in cup drawing fcc materials. Textures and Microstructures, 1991, **14～18**: 507～512

[3] Hahn B H, Kim S H, Park Y B. Texture plastic anisotropy and earing behavior in 1.5%Si steel sheets. Textures and Microstructures, 1991, **14～18**: 537～542

[4] Ceccaldi D, Yala F, Baudin T, Penelle R, Royer F. Simulation of rolling and deep drawing textures in ferritic steels: application to ear profile calculation in deep drawing. Materials Science Forum, 1994, **157～162**: 1739～1746

[5] Ricket T J. Earing and textures in austenitic stainless steel type 305. Materials Science Forum, 1994, **157～162**: 2017～2024

[6] Wagner P, Lücke K. Quantitative correlation of texture and earing in Al-alloys. Materials Science Forum, 1994, **157～162**: 2043～2048

[7] Kojima K, Tanikawa K, Hosoya Y. Analysis of earing behavior in drawing cups of steel by calculation based on ODF. In: Liang Z, *et al*. Proc. 11th inter. conf. Textures of Materials. Beijing: Inter. Academies Publisher, 1996. 783～788

[8] Li S Y, Zhang X M, Gottstein G. Prediction of earing behavior of textured sheets in deep drawing. In: Liang Z, *et al*. Proc. 11th inter. conf. Textures of Materials. Beijing: Inter. Academies Publisher, 1996. 805～811

[9] Bowen A W. On the Importance of Crystallographic Texture in the Characterization of Alpha-Based Titanium Alloys. Sripta Metall., 1977, 11: 17～21

[10] Gregory J K, Brokmeier H G. The influence of texture and microstructure on corrosion-fatigue in Ti-6Al-4V. Materials Science Forum, 1994, **157～162**: 1971～1978

[11] Fager D N, Spurr W F. Some characteristics of aqueous stress-corrosion in Titanium alloys. Trans. ASM, 1968, 61: 283～292

[12] Mao W, Yu Y, Li B. Influence of initial texture on the cold rolling texture of Ti sheets. Trans. NF Soc., 1995, 5(2): 66～70

[13] Humbert M, Wegria J, Esling C. Prediction of the thermal expansion of texture zinc alloys. Textures and Microstructures, 1991, **14～18**:463～470

[14] Philippe M J, Fundenberger J J, Gailledou Y, *et al*. Influence of texture on low temperature bendability of Zn alloys. Textures and Microstructures, 1991, **14～18**: 471～476

[15] Philippe M J, Beaujean I, Bouzy E, Diot m, *et al*. Effect of texture and microstructure on the mechanical properties of Zn alloys. Materials Science Forum, 1994, **157～162**: 1671～1680

[16] Philippe M J, Wagnet F, Mellab F E, Esling C, Wegria J. Modeling of Texture Evolution for Materials of Hexagonal Symmetry-I. Application to Zinc Alloys. Acta Metall. Mat., 1994, 42(1): 239～250

[17] Cardonne S M, Kumar P, Michaluk C A, Schwartz H D. Tantalum and Its Alloys. Adv. Mat. Proc., 1992, 9: 16～20

[18] Raabe D, Mülders B, Gottstein D, Lücke K. Textures of cold rolled and annealing tantalum. Materials Sci-

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

ence Forum, 1994, **157～162**: 841 - 846

[19] Carë S, Zaoui A. Cavitation at Triple Nodes in α-Zirconium Polycrystals. Acta metall mater., 1996, 40(4): 1323～1336

[20] Schroeder H. Voids in interconnects of very large-scale integrated electronic circuits. IFF Bulletin, Jülich: Institut für Festkörperforschung KFA, 1996, (49): 1～52

[21] LeGoues F K, Krakow W, Ho P S. Atomic structure of the epitaxial Al-Si interface. Phil. Mag. A, 1986, 53: 833～841

[22] Jin H F, Yapsir A S, Lu T M, Gibson W M, Yamada I, Takagi T. Channeling study of structural effects at the Al(111)/Si(111) interface formed by ionized cluster beam deposition. Appl. Phys. Lett., 1987, 50: 1062～1064

[23] Knorr D B. Textures in thin films. Mat. Sci. Forum, 1994, 157～162: 1327～1336

[24] Sundquist B E. A direct determination of the anisotropy of the surface free energy of solid gold, silver, copper, nickel, and alpha and gamma iron. Acta metall., 1964, 12: 67～86

[25] Flinn P A, Waychunas G A. A new x-ray diffractometer design for thin film, strain, and phase characterization. J. Vac. Sci. Technol. B, 1988, 6: 1749～1755

[26] Venkatraman R, Bravman J C, Nix W D. Mechanical properties and microstructural characterization of Al-0.5% Cu thin films. J. Elec. Mat., 1990, 19: 1231～1237

[27] Shibata H, Murota M, Hashimoto K. The effects of Al(111) crystal orientation on electromigration in half-micro layered Al interconnects. J. Appl. Phys., 1993, 33: 4479～4484

[28] Yapsir A S, You L, Madden M. Partially ionized beam deposition of oriented films. J. Mater. Res., 1989, 4: 343～349

[29] 毛卫民, 张弘. 大规模集成电路导电薄膜的织构效应. 北京科技大学学报, 2000, 22(6): 593～542

[30] Chen N, Mao W, Yu Y, Yang H, Zhang Y, A method of quantitative fiber texture analysis. In: Liang Z, et al. Proc. 11th. inter. conf. Textures of Materials. Beijing: International academic publishers, 1996. 81～83

[31] Sussmann R S. A new diamond material for optics and electronics. Industrial Diamond Review, 1993, 53(2): 63～68

[32] Murakawa M, Takeuchi S, Hirose Y. Diamond coating of a long substrate by use of a combustion flame. Surf. Coat. Technol., 1989, **39～40**(1～3): 235～240

[33] Narayan J, Srivatsa A R, Peters M, Yokota S, Ravi K V. On epitaxial growth of diamond films on (100) silicon substrates. Appl. Phy. Lett., 1988, 53: 1823～1825

[34] Kobashi K, Nishimura K, Kawate Y, Horiuchi T. Synthesis of diamond by use of microwave plasma chemical-vapor deposition: Morphology and growth of diamond film. Phys. Rew. B, 1988, 38: 4067～4084

[35] Geis M W. Growth of textured diamond films on foreign substrates from attached seed crystals. Appl. Phys. Lett., 1989, 55: 550～552

[36] Wild Ch, Herres N, Koidi P. Texture formation in polycrystalline diamond films. J. Appl. Phys., 1990, 68: 973～978

[37] Bachmann P K, Bausen H D, Lade H, Leers D, Wiechert D U, Herres N, Kohl P, Koidi P. Raman and X-ray studies of polycrystalline CVD diamond films. Diamond and Related Materials, 1994, 3: 1308～1314

[38] Fayette L, Mermoux M, Marcus B, Brundet F, Germi P, Pernet M, Abello L, Lucazeau G, Garden J. Analysis of the fine structure of the Raman line and of X-ray reflection profiles for textured CVD diamond films. Diamond and Related Materials, 1995, 4: 1243～1250

[39] 毛卫民, 陈楠. CVD金刚石薄膜的织构分析. 北京科技大学学报, 2000, 22(3): 259～261

[40] Choi S J, Shin Y S. The Orientation of diamond crystal face synthesized by the combustion flame method. In: Tzeng Y, *et al*. *Applications of Diamond Films and Related Materials*. Amsterdam: Elserier Science Publishers, 1991. 527～531

[41] 毛卫民. 板材织构定量分析方法. 物理测试, 1992, (3): 44～49

[42] Flöter A, Gütter H, Schulz G, Steinbach D, Lutz-Elsner C, Zachai R, Bergmaier A, Dollinger G. The nucleation and growth of large area highly oriented diamond films on silicon substrates. Diamond Related Materials, 1998, 7: 283～288

[43] Leidheiser H Jr, Kim D K. Crystallographic factors affecting the adherence of paint to deformed galvanized steel. J. of Metals, 1976, (11): 19～25

[44] Lazik S, Esling C, Ohillippe M J, *et al*. Microstructure and cracking behaviour / microstructural studies in hot-dip zinc coatings. In: Liang Z, *et al*. *Proc. 11th Inter. Conf. on Texture of Materials*. Beijing: Inter. Acad. Publisher, 1996. 1143～1148

[45] Rangarajan V, Giallourakis N M, Matlock D K, Krauss G. The effect of texture and microstructure on deformation of zinc coatings. 1989, 6: 217～227

[46] Takechi H, Matsuo M, Kawasaki K, Tamura T. Texture and properties of metallic coating on sheet steels. In: Nagashima S. *Proc. 6th Inter. Conf. on Texture of Materials*. Tokyo: The Iron and Steel institute of Japan, 1981. 1: 209～222

[47] Czerwinski F, Szpunar J A, Kondo K. The texture-surface morphology relationship in zinc-iron electrolytic coatings. *Journal of Materials Science*, 1998, 33: 2589～2594

[48] 毛卫民, 任慧平. 家用电器涂层钢板性能的对比分析. 钢铁, 1999, 34 增刊: 1023～1026

[49] 甘子钊. 高临界温度超导材料. 见: 曾汉民主编. 高技术新材料要览. 北京: 中国科学技术出版社, 1993. 764～772

[50] Norton D P, Goyal A, *et al*. Epitaxial $YBa_2Cu_3O_7$ on biaxially textured Nickel (001): An approach to superconducting tapes with high critical current density. Science, 1996, 274: 755～757

[51] Goyal A, Norton D P, *et al*. High critical current density superconducting tapes by epitaxial deposition of $YBa_2Cu_3O_x$ thick films on biaxially textured metals. Appl. Phys. Lett., 1996, 69: 1795～1797

[52] List F A, *et al*. High Jc YBCO films on biaxially textured Ni with oxide buffer layers deposited using electron beam evaporation and sputtering. Physica C, 1998, 302(1): 87～92

[53] Ray R K, Lücke K. Deformation and recrystallization textures in nickel-iron alloys. In: Proc. 7th inter. conf. Textures of Materials. Noordwijkerhoud: Netherlands Society for Materials Science, 1984. 287～292

[54] Mao W. Formation of recrystallization cube texture in high purity face-centered cubic metals sheets. J. Mat. Eng. & Perf., 1999, 8: 556～560

[55] Chen N, Mao W. Texture analysis of superconducting film based on YBCO system. J. Univ. Sci. & Tech. Beijing, 2000, 7: 107～109

[56] Xiong X M, Zhou Y L, *et al*. Preparation of Y-Ba-Cu-O films on polycrystalline metal substrates with biaxially aligned yttria-stabilized zirconia buffer layers deposited by ion beam assisted pulsed laser deposition. Physica C, 1998, 298: 178～184

[57] 钟维烈. 铁电与铁弹材料. 见: 曾汉民主编. 高技术新材料要览. 北京: 中国科学技术出版社, 1993. 608～611

[58] 彭江得. 声光材料. 见: 曾汉民主编. 高技术新材料要览. 北京: 中国科学技术出版社, 1993. 701～705

[59] Shiosaki T, Yamamoto T, Oda T, Kawabata, A. Low-temperature growth of piezoelectric AlN film by rf reactive planar magnetron sputtering. Appl. Phys. Lett., 1980, 36(8): 643～645

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

[60] Kaya K, Takahashi R, Shibata Y, *et al*. Synthesis and surface acoustic wave properties of AlN thin films fabricated on (001) and (110) sapphire substrates using chemical vapor deposition of $AlCl_3$-NH_3 systems. Jpn. J. Appl. Phy., 1997, 36: 2837~2842

[61] 林栋梁. 有序金属间化合物. 见: 曾汉民主编. 高技术新材料要览. 北京: 中国科学技术出版社, 1993. 29~136

[62] Lipsitt H A. Titanium Aluminides-An Overview. In: Koch C C, *et al*. High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys. Pittsburgh: Materials Research Society, 1985, 39: 351~364

[63] Dimiduk D M, Miracle D B, Ward C H. Development of Intermetallic Materilas for Aerospace Systems. Mater. Sci. Technol., 1992, 8(4): 367~375

[64] Lipsitt H P. Progress in the Development and Understanding of Ti_3Al Based Intermetallic Materials. In: Baker I, *et al*. High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys V. Pittsburgh: Materials Research Society, 1993, 288: 119~130

[65] Couret M A, Caillard D. In Situ Observation of Prismatic Glide in Ti_3Al. In: Baker I, *et al*. High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys V. Pittsburgh: Materials Research Society, 1993, 288: 323~328

[66] Court S A, *et al*. The Influence of Temperature and Alloying Additions on the Mechanisms of Plastic Deformation of Ti_3Al. Phil. Mag. A, 1990, 6(1): 109~139

[67] Minonishi Y. Plastic Deformation of Single Crystals of Ti_3Al with $D0_{19}$ Structure. Phil. Mag. A, 1991, 63(5): 1085~1093

[68] 毛卫民, 余永宁. Ti_3Al 基合金 α_2 相塑性变形的晶体学机制. 钢铁研究学报, 1997, 9 增刊: 68~71

[69] Froes F H, Suryanarayana C, Eliezer D. Synthesis, Properties and Applications of Titanium Aluminides. J. Mater. Sci., 1992, 27: 5113~5140

[70] Umakoshi Y, Nakano T, Sumimoto K, Maeda Y. Plastic Aniostropy of Ti_3Al Single Crystals. In: Baker I, *et al*. High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys V. Pittsburgh: Materials Research Society, 1993, 288: 441~446

[71] 王顺才, 李春志, 高扬, 曹春晓, 颜鸣皋. Phase Transformation and Deformation Mechanism of Ti_3Al-base Alloy. Chin. J. Met. Sci. Technol., 1991, 7(1): 9~14

[72] 毛卫民, 余永宁, 杨革科. Twinning-like Deformation Behaviour of Ti_3Al. Rare Metals, 1995, 14(4): 282~289

[73] Mao W, Yu Y, Xu J. Simulation of the Rolling Textures in Ti_3Al. In: Liang Z, *et al*. Proc. 11th inter. conf. Textures of Materials. Beijing: Inter. Academies Publisher, 1996. 1004~1008

[74] Mao W, Yu Y, Xu J. Rolling texture in Ti_3Al, Rare Metals, 1995, 14 (2): 85~90

[75] Mao W, Yu Y, Yang H, Song B. Texture Evakuation of α_2 Phase in Ti-25Al-10Nb-3V-1Mo Alloy Sheet. J. Mat. Sci. Technol., 1996, 12(5): 361~364

[76] Chen N, Xu J, Zhu G, Mao W, Yu Y. Simulation of the Rolling Textures in Ti_3Al. In: Liang Z, *et al*. Proc. 11th inter. conf. Textures of Materials. Beijing: Inter. Academies Publisher, 1996. 971~974

[77] Yamaguchi M, Johnson D R, Lee H N, Inui H. Directional solidification of TiAl-base alloys. Intermetallics, 2000, 8(5): 511~517

[78] Hartig Ch, Fang X F, Mecking H, Dahms M. Texture and Plastic Anisotropy inγ-TiAl. Acta metall. mater., 1992, 40(8): 1883~1894

[79] Mecking H, Hartig Ch, Kocks U F. Deformation Mode in γ-TiAl as Derived from the Single Crystal Yield Surface. Acta metall. mater., 1996, 44(4): 1309~1321

[80] Hartig Ch, Fukutomi H, Mecking H, Aoki K. Texture and Microstructure of Ti-49at% al after Dynamic Recrystallization and Annealing. ISIJ International, 1993, 33(2): 313~320

[81] Kim Y W. Alloy Design of Gamma (TiAl) Alloys. Acta Metall. Sinica, 1995 8(4－6): 319－328

[82] Mecking H, Hartig Ch. Texture, Processing and Properties. In: Liang Z, *et al*. Proc. 11th inter. conf. Textures of Materials. Beijing: Inter. Academies Publisher, 1996. 653－662

[83] Inui H, Oh M H, Nakamura A, Yamaguchi M. Room-Temperature Tensile Deformation of Polysynthetically Twinned (PST) Crystals of TiAl. Acta metall. mater., 1992, 40(11): 3095－3104

[84] 郭建亭等. 两种 Ni_3Al 基合金的应用研究. 钢铁研究学报, 1997, 9 增刊: 183－186

[85] 邢占平, 韩雅芳, 郭秀芬, 颜鸣皋. NiCrAlYSi 涂层对定向凝固两种 Ni_3Al 基合金 IC6 热疲劳性能的影响. 钢铁研究学报, 1997, 9 增刊: 187－189

[86] Ball J, Gottstein G. Large Strain Deformation of Ni_3Al+B: Ⅰ. microstructure and texture evolution during rolling. Intermetallics, 1993, 1(3): 171－185

[87] Ball J, Gottstein G. Large strain deformation of Ni_3Al+B. Ⅱ. microstructure and texture evolution during recrystallization. Intermetallics, 1993, 1(4): 191－208

[88] Ball J, Gottstien G Microstructure and Textures in Rolled and Recrystallized Ni_3Al+B. In: Baker I, *et al*. High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys V. Pittsburgh: Materials Research Society, 1993, 288: 897－902

[89] Mao W, Sun Z. Recrystallization Texture in Fe-28Al-5Cr Alloy sheet. Materials Science Forum, 1994, 157－162: 1009－1014

[90] 张广平, 王中光, 李广义. 晶体学取向对 Ni_3Al(CrB) 单晶体疲劳开裂的影响. 钢铁研究学报, 1997, 9 增刊: 200－203

[91] 苏建清, 高树浚, 胡壮麒. 再结晶对 Ni_3Al 基合金力学性能的影响. 钢铁研究学报, 1997, 9 增刊: 183－186

[92] Sun Z Q, *et al*. Microstructure Engineering for Optimizing the Room Temperature Mechanical Properties of Fe_3Al-Based Aluminides. In: Baker I, *et al*. High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys V. Pittsburgh: Materials Research Society, 1993, 288: 885－890

[93] Mao W, Sun Z, Texture Development in Fe-28%Al-2%Cr Alloy. In: Chen G, *et al*. Proc. Inter. Workshop on Ordered Intermetallics. Hangzhou: NSFC, 1992. 375－381

[94] Zhu G, Mao W, Yu Y, Sun Z. Driving Force and Recrystallization Behavior of Deformed Fe-28Al-5Cr Alloy. In: Liang Z, *et al*. Proc. 11th inter. conf. Textures of Materials. Beijing: Inter. Academies Publisher, 1996. 1088－1092

[95] Mao W, Sun Z. Inhomogeneity of Rolling Texture in Fe-28Al-2Cr Alloy. Scr. Metall. Mat., 1993, 29: 217－220

[96] Sun Z, Mao W, *et al*. Texture and Mechanical Properties of Warm Rolled Fe_3Al Based Alloy. Acta Metall. Sinica, 1995, 8(4－6): 369－374

[97] Goo E, Duerig T, Melton K, *et al*. Mechanical twinning in $Ti_{50}Ni_{47}Fe_3$ and $Ti_{49}Ni_{51}$ alloys. *Acta metall*., 1985, 33 (9): 1725－1733

[98] Inui H, Oh M H, Nakamura A, *et al*. Room-temperature tensile deformation of polysynthetically twinned (PST) crystals of TiAl. *Acta metall. mater*., 1992, 40 (11): 3095－3104

[99] Zhu G H, Mao W, Yu Y *et al*. Rolling texture development in CuZn ordered alloy. In: Imam M A, *et al*. *Advanced Materials and Processing*, PRICM3 conf. proc., Hawaii: TMS, 1998. 2: 1983－1988

[100] Zhu G H, Mao W, Yu Y, *et al*. Rolling texture and mechanical twinning in B2 ordered CuZn alloy. In: Szpunar J A. Proc. 12. inter. conf. *Textures of Materials*. Montreal: NRC Research Press, 1999, 2: 629－634

[101] 毛卫民. 晶体材料的结构. 北京: 冶金工业出版社, 1998

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

[102] Mao W, Zhu G, Zhao Z, Yu Y. Influence of B2 ordered structure on deformation texture. *Transactions of NFsoc.*, 2000, 10: 144～148

[103] Hirsch J, Lücke K. Mechanism of deformation and development of rolling texture in polycrystalline FCC metals. *Acta metall.*, 1988, 36 (11): 2863～2927

[104] 千东范. 形状记忆合金. 见: 曾汉民主编. 高技术新材料要览. 北京: 中国科学技术出版社, 1993. 160～164

[105] 徐祖耀. 马氏体相变与马氏体. 北京: 科学出版社, 1980. 492～526

[106] Schroeder T A, Cornelis I, Wayman C M. The shape memory effect and pseudoelasticity in polycrystalline Cu-Zn alloys. Metall. Trans., 1976, 7A(4): 535～553

[107] Delaey L, Warlimont H. Die diffusionslosen Umwandlung der β-Phase in Kupfer-Zink-Gallium-Legierungen, Ⅱ. Konzentrationsabhängig-keit der Martensitstructuren und Temperverhalten. Z. Metallkde., 1966, 57(11): 793～803

[108] Delaey L, Warlimont H. Die diffusionslosen Umwandlung der β-Phase in Kupfer-Zink-Gallium-Legierungen. Z. Metallkde., 1965, 56(7): 437～446

[109] Cornelis I, Wayman C M. Phase transformations in metastable β′ CuZn alloys (Ⅰ + Ⅱ). Acta metall., 1974, 22(3): 291～311

[110] Pops H, Massalski T B. Thermoplastic and burst-type Martensites in Copper-Zinc Beta-phase alloys. Trans. Metall. Soc. AIME, 1964, 230: 1662～1668

[111] Perkins J. Lattice transformations related to unique mechanical effects. Metall. Trans., 1973, 4(12): 2701～2721

[112] Kunze G. Der Tieftemperatur-Martensit des β-Messings, I. Die Zwischenphase β_1' und ihr Orientierungszusammenhang mit dem Gitter der Ausgangsphase β_1^*. Z. Metallkde., 1962, 53(5): 329～341

[113] Yamaguchi M, Umakoshi Y, Yamane T, *et al*. Slip systems in an Fe-54 at % Co alloy. *Scripta Metallurgica*, 1982, 16: 607～609

[114] Zhu G, Mao W, Yu Y. Deformation texture in FeCo alloy. *Porgress in Natural Science*, 1999, 9(11): 849～854

[115] Hatherly M, Hutchinson W B. *An Introduction to Textures in Metals*. London: Chameleon Press, 1979.

[116] Zhao L, Baker I. The effect of grain size and Fe:Co ratio on the room temperature yielding of FeCo. *Acta Metall. Mater.*, 1994, 42: 1953～1958

[117] Takeuchi S. Computer simulation of motion of ⟨111⟩ superlattice screw dislocation in the CsCl-type lattice. *Phil. Mag.*, 1980, A41: 541～553

[118] Stoloff N S, Davies R G. The mechanical properties of ordered alloys. *Progress in Materials Science*, 1966, 3: 1～13

[119] Ball J, Gottstein G. Large-strain deformation of $Ni_3Al + B$: Part Ⅲ. Microstructure, long-range order and mechanical properties of deformed and recrystallized $Ni_3Al + B$. *Intermetallics*, 1994, 2: 205～219

[120] Mao W, Zhu G, Yu Y. Influence of order-disorder transition on the recrystallization behaviors of a cold rolled FeCo alloy. *Z. Metallkde.*, 2000, 91(3): 211～214

[121] Kimura Y, Pope D P. Ductility and toughness in intermetallics. Intermetallics, 1998, 6(7－8): 567～571

[122] Haasen P. Phase Transformation in materials. Weinheim: VCH Verlag, 1991

[123] 毛卫民, 赵新兵. 金属的再结晶与晶粒长大. 北京: 冶金工业出版社, 1994

[124] Rajkovic M, Buckley R A. Ordering transformations in Fe-50Co based alloys. Metal Science, 1981, 15: 21～29

[125] Tanner L E, Leamy H J. The microstructure of -order-disorder transition. In: Warlimont H. Order-Disor-

der Transformations in Alloys. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 1974. 180～239

[126] Raabe D, Lücke K. Rolling and annealing textures of bcc metals. Materials Science Forum, 1994, 157～162: 597～610

[127] Zhu G, Mao W, Yu Y. Nucleation of cold rolled FeCo alloy during annealing and its influence on the formation of recrystallization texture. *J. Chin. Mat. Sci. & Technol.*, 2000, 16(5): 543～545

[128] Sagawa M, Fujimura S, Togawa N, Yamamoto H, Matsuura Y. New materials for permanent magnets on a base of Nd and Fe. *J. Appl. Phys.*, 1984, 55(6): 2083～2087

[129] Endoh M, Shindo M. Material design and development of high performance Nd-Fe-B sintered magnets. J. Jpn. Soc. Powder Metall., 1994, **41**(8): 985～988

[130] 周寿增，董清飞. 超强永磁体-稀土铁系永磁材料. 北京：冶金工业出版社，1999

[131] 表好夫，大桥健. 希土类永久磁石. 东京：森本出版株式会社，1999

[132] Clark A E, Bozorth R, Desavage B. Anomalous thermal expansion and magnetostriction of single crystals of dysprosium. Physics Letters, 1963, 5(2): 100～102

[133] Clark A E, Abbundi R, Savage H T. Magnetostriction of rare earth-Fe_2 laves phase compounds. Physica B + C, 1977, 86: 73～74

[134] 宛德福，罗世华. 磁性物理. 北京：电子工业出版社，1987

[135] Clark A E. Chapter 7: Magnetostrictive rare earth-Fe_2 compounds. In: Wolhfarth E P. Ferromagnetic Materials. Amsterdam: North Holland Publishing, 1980. 1: 531～640

[136] 周寿增，高学绪. 磁致伸缩材料. 见：马如璋等编. 功能材料学概论. 北京：冶金工业出版社，1999, 80～86

[137] Verhoeven J D, Gibson E D, McMasters O D, Baker H H. Growth of single crystal Terfenol-D crystals. Metall. Trans., 1987, **18A**(2): 223～231

[138] Wang B W, Busbridge S C, Li Y X, Wu G H, Piercy A R. Magnetostriction and magnetization process of $Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe_2$ single crystal. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2000, **218**(2): 198～202

[139] Zhou S, Zhao Q, Zhang M, Gao X, Wang Z, Shi Z. Giant magnetostrictive materials of Tb-Dy-Fe alloy with [110] axial alignment. *Progress in Natural Science*, 1998, 8(6): 722～725

[140] 张之圣，胡明，刘志刚，王文生. InSb磁敏电阻器导电机理及可靠性. 半导体学报，1996, 17: 136～140

[141] 黄得星，顾文照，刘殿臣. 磁敏元件. 见：电子工业生产技术手册第一卷. 北京：国防工业出版社，1990. 813～838

[142] Weiss H. Galvanomagnetic properties of InSb. J. Appl. Phys., 1961, 32: 2064～2068

[143] Wever J, Meyerheim H L, Moritz W, Jahns V, Wolf D, Schulz H, Seehofer L, Johnson R L. A new type of reconstruction on the InSb (111) surface determined by grazing incidence x-ray diffraction. Surf. Sci., 1994, 321: L225～L232

[144] Mori M, Tsubosaki Y, Tambo T, Ueba H, Tatsuyama C. Growth of InSb films on a Si (001) substrate with Ge buffer layer. Applied Surface Science, 1997, 117～118: 512～517

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

第五章　晶体学织构与金属材料检测

§5-1　与取向相关的材料性能及其在线检测技术

原子以某种形式规则排列，造成了金属单晶体的各向异性，即金属晶体不同，则晶向上的物理、化学、力学等性质不一样。例如导电性、导热性、热膨胀性、弹性、强度、光学性质及表面化学性质等等。在多晶体里这种各向异性性质会受到晶粒取向分布的影响。

取向随机分布的多晶材料在宏观上通常表现为各向同性。当多晶体内有织构时，它的宏观性质会受到相应单晶体的各向异性以及晶粒取向分布两个因素的双重影响。如果掌握了单晶体的各向异性性质并获得多晶体的取向分布函数，就可以从理论上计算多晶体的宏观性质。这给多晶材料性质的无损测定提供了方便。

一、与取向分布相关的多晶材料性能的定量计算

设想单晶体有某一性质，用 M 表示这一性质，于是单晶体在不同晶向上具有不同的 M 值。若以某固定的方位为参考坐标系，则 M 值随单晶体在这个坐标系内的转动而改变。用 g' 表示单晶体转动后的取向，则有

$$M = M(g') \tag{5-1}$$

通常单晶体各个方向上的性质是已知的或通过实测可知。若将式 5-1 展开成广义球函数的级数形式，则有

$$M(g) = \sum_{l=0(2)}^{l_{MAX}} \sum_{\mu=1}^{M(l)} \sum_{\nu=1}^{N(l)} m_l^{\mu\nu} T_l^{\mu\nu}(g) \tag{5-2}$$

式中，$m_l^{\mu\nu}$ 是广义球函数展开系数组，μ、ν、$M(l)$、$N(l)$以及球函数 $T_l^{\mu\nu}(g')$等都是在考虑了样品对称性和立方晶体对称性后所取的相关参量[1]。已知多晶样品的取向分布函数为 $f(g)$，可以定义

$$g' = g \cdot g_0 \tag{5-3}$$

式中，g_0 表达了取向分布函数所用的样品坐标系与观测某宏观性能的参考坐标系的关系。当 g_0 为起始取向时说明两坐标系重合。

通常认为多晶体内各种取向的晶粒对宏观性能的贡献 $\Delta\overline{M}$ 为

$$\Delta\overline{M}(g_0) = M(g')f(g)\Delta g = M(gg_0)f(g)\Delta g \tag{5-4}$$

取积分有

$$\overline{M}(g_0) = \oint M(gg_0)f(g)\mathrm{d}g \tag{5-5}$$

令 g_0 为起始取向，将式(5-2)代入可推导出关系式[2]

$$\overline{M} = \sum_{l=0(2)}^{l_{MAX}} \sum_{\mu=1}^{M(l)} \sum_{\nu=1}^{N(l)} \frac{1}{2l+1} m_l^{\mu\nu} C_l^{\mu\nu} \tag{5-6}$$

若令

$$g_0 = |\alpha,\ 0,\ 0| \tag{5-7}$$

则有[2]

$$\overline{M} = \sum_{l=0(2)}^{l_{MAX}} \sum_{\mu=1}^{M(l)} \sum_{\nu=1}^{N(l)} \frac{1}{2l+1} m_l^{\mu\nu} C_l^{\mu\nu} \cos\nu\alpha \tag{5-8}$$

根据式(5-6)或(5-8)可以定量计算多晶材料不同方向上的某宏观性质 $\overline{M}$。当然这类性能应与取向和取向密度密切相关。如果 g_0 是一个一般取向，则相应的计算会变得比较复杂，因此人们通常设法把取向分布函数所用的样品坐标系与观测宏观性能的参考坐标系的相对关系作尽可能的简化处理。

二、多晶体性能函数 M 的确定

用式(5-6)或(5－8)进行计算时除了需要测算多晶体的取向分布函数以外，还需要知道与宏观性能相关的 $M(g')$ 函数并找出对应的 $m_l^{\mu\nu}$ 数组。在很多情况下，一些具体的工程性能并不与取向和取向密度直接相关，或不同取向的晶粒在对宏观性能的贡献上有交互作用，因此不能简便地获得 $M(g')$ 函数及其 $m_l^{\mu\nu}$ 数组。

1．电工钢的磁性能

人们知道诸如硅钢板等电工钢的单晶体具有磁各向异性。其中〈100〉方向是易磁化方向，〈111〉方向是难磁化方向。根据这一现象可以推导出立方晶体单位体积内的磁各向异性能 U 为[3]

$$U = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \cdots\cdots \tag{5-9}$$

式中，K_1、K_2 为磁晶各向异性常数；α_1、α_2、α_3 为磁化强度矢量相对于三个晶体坐标轴的方向余弦。对纯铁有 $K_1 = 4.8\times10^4(\mathrm{J/m^3})$，$K_2 = 1.5\times10^4(\mathrm{J/m^3})$[3]；对硅钢有 $K_1 = 3.26\times10^4(\mathrm{J/m^3})$，$K_2 = 1.06\times10^4(\mathrm{J/m^3})$[4]。当然 K_1、K_2 值会随着温度的变化而变化，在居里点处将变成零。通常 K_2 系数项及后面各项对各向异性能影响较小，可以略去，所以有

$$U \approx K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) \tag{5-10}$$

如令 $m = \alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2$，则有

$$m = \frac{U}{K_1} \tag{5-11}$$

m 值即可表达某一晶体学方向磁化的难易程度。图 5-1 绘出了相应单晶体极射赤面投影图上的等 m 值线[5]，从中可以很容易地看出磁化难易程度不同的各晶向在空间的分布状况。同时，由于式(5-9)和(5-10)所显示的简单而明确的取向与磁

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

晶各向异性能 U 的关系，可以比较容易地计算出对应磁晶各向异性能的 M 函数。

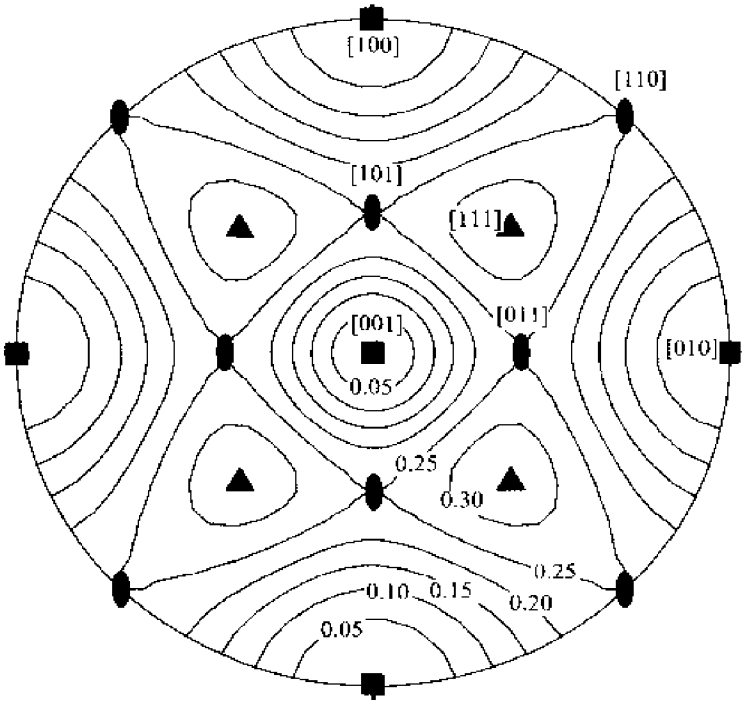


图 5-1　表示不同晶体学方向磁化难易程度的 m 值分布图

在实际生产上，人们更关心的是电工钢板的磁感强度值。图 3-20 已给出了铁单晶不同晶体学方向的磁化曲线，由曲线上可以找出特定磁场强度时铁单晶的磁感强度。磁晶各向异性能 U 实际上是磁化曲线对图 3-20 中纵坐标的积分值[3]。根据式(5-6)或(5-8)以及式(5-9)或(5-10)可以推算出多晶体某一方向的磁晶各向异性能，但计算磁感强度值时则需要事先建立磁晶各向异性能与磁感强度的关系模型，并由此推导出相应的 M 函数(参见本章第四节)。

2．冲压板的力学性能

从晶体学角度观察，位错滑移是金属材料塑性变形的主要方式。金属晶体塑性变形抗力的大小与晶体的取向密切相关。例如在拉伸变形的条件下，使金属单晶体发生塑性变形的外应力 σ_s 与晶体的取向关系可表达为

$$\tau_c = \sigma_s \cdot \cos\lambda \cdot \cos\phi = m \cdot \sigma_s \qquad (5\text{-}12)$$

式中，$m = \cos\lambda\cos\phi$ 表示塑性变形难易程度的取向因子；τ_c 表示能使位错开动的临界分切应力；λ 与 ϕ 分别表示外应力与位错滑移方向及滑移面法向的夹角。由于式(5-12)所显示的简单而明确的取向与变形抗力或屈服应力 σ_s 的关系，可以比较容易地计算出对应变形抗力的 M 函数。

在实际生产上，人们更关心的是冲压钢板的塑性应变比，即 r 值。在测量 r

值的拉伸变形过程中各晶粒的变形存在复杂的交互作用，这将涉及多晶体塑性变形的模型(参见第二章第三节)。根据式(5-6)或(5-8)以及式(5-12)可以推算出多晶体某一方向的变形抗力，但计算 r 值时则需要事先建立多晶体各晶粒拉伸变形与不同方向正应变的关系模型[2]，并由此推导出相应的 M 函数(参见本章第五节)。

三、r 值在线检测技术的应用

近些年来，超深冲 IF 钢和高性能软磁硅钢等高技术先进钢铁材料的开发与生产使得与多晶材料各向异性密切相关的在线无损检测技术的开发越来越被大规模现代化冶金生产企业所渴望。这种在线检测技术主要用在连续生产线上可快速而连续地无损检测钢材性能，这不但大大缩短了生产流程，而且也为全方位保证产品质量和即时的反馈控制提供了可能。因此这种方法具有极好的发展前景。

在实验室人们往往借助中子、X 射线或电子束等射线通过较长的时间测得若干极图，并由此算出较为准确的 ODF。这种方法由于复杂、费时，显然不能用于生产现场的在线技术。在线测量的关键在于测量设备要尽量简单，适合于生产现场，同时也要求测量速度快、测量结果准确可靠。当前发展的织构在线检测技术主要有 X 射线法和超声波法。

例如，在实验室 X 射线织构测量的基础上，Böttcher 和 Kopineck 等人开发了一种 X 射线在线测量深冲钢板 r 值的技术[6]。板材取向分布通常要依靠许多实测数据(如 X 线衍射数据)。由于深冲钢板连续生产的高速特点，要想随时获得有工程价值的 r 值，需在生产现场尽可能多地快速获得实测数据。如图 5-2 所示，在

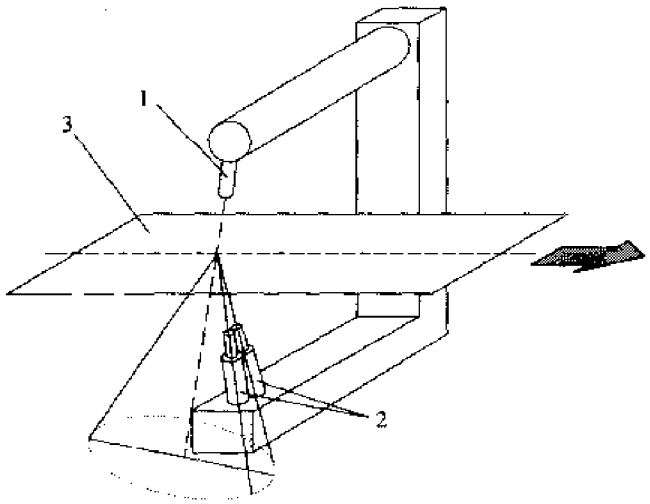


图 5-2　在线测量装置示意图[6]

(1—X 射线源，2—能谱探测器，3—钢板)

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

板材生产线上装上一个 X 射线源，定向发射连续 X 射线。X 线经板材衍射后在某 2θ 角处产生衍射圆锥。根据布拉格方程有

$$\lambda = 2d \cdot \sin\theta \text{ 且有 } E = \frac{\lambda \cdot c}{h}。$$

式中，E 为 X 射线的能量；c 为光速；h 为普朗克常数。当 θ 角固定时随 λ 变化会有不同面间距 d 的 $\{hkl\}$ 晶面参加衍射。将能谱探测器安装在适当的 2θ 处，它可以识别出不同能量级别的衍射线。根据测得的 E 值及式 $E=\frac{\lambda \cdot c}{h}$ 求得相应的入射线波长 λ，代入布拉格方程即可算出参加衍射的不同 $\{hkl\}$ 晶面的面间距 d。对应衍射圆锥方位可设置一组能谱探测器（参见图 5-2）或设置 X 射线面探测器，记录不同 $\{hkl\}$ 晶面的若干组衍射线，这样就得到了许多极不完整的极密度分布。借助这些实测数据可以很快算出所需的 C_l^{mn} 系数，进而根据某些经验关系换算出板材的 $\bar{r}$ 值[7]。这一技术（能谱探测器）已被应用于德国 Krupp-Hoesch 钢铁公司深冲钢板生产线。生产现场采用了 X 射线透射法，以使获得的织构信息来自钢板不同厚度的地方。因采用了连续入射 X 射线谱和能谱探测器使得测量设备得以极大地简化。图 5-3 即为钢板生产线采用这一技术现场记录到的 $\bar{r}$ 值变化情况[7]。

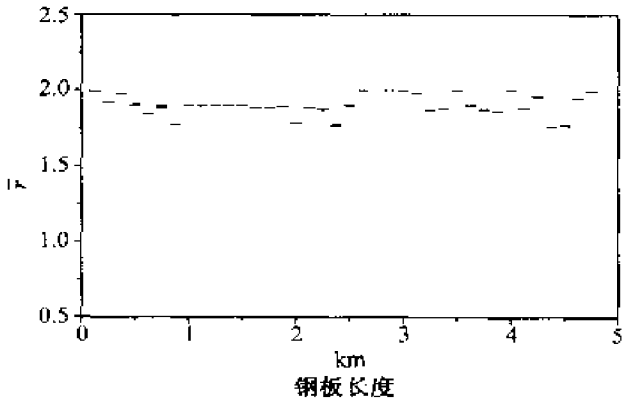


图 5-3 $\bar{r}$ 值在线测算记录示意图[7]

Bunge 曾分析过取向分布函数与多晶体弹性模量的一级近似关系[8]，在这个基础上 Spies 和 Schneider 根据固体中超声波传播速度与固体弹性模量的关系开发了利用超声波测量弹性模量进而获取织构信息的方法[9]，随后 Borsutzki 等人研究了超声波在线检测织构的设备和方法[10]，并把这一方法应用在德国 Thyssen 钢铁公司钢板生产的在线检测上。这一技术的关键在于弹性模量与一级近似的板材织构的关系，即式(5-6)或(5-8)中的 l_{max} 仅取值为 4。这样 C_l^{mn} 系数组只有 3 个数，取向分布函数可写成

$$f(\varphi_1,\Phi,\varphi_2) \approx 1 + C_4^{11}T_4^{11}(\varphi_1,\Phi,\varphi_2) + C_4^{12}T_4^{12}(\varphi_1,\Phi,\varphi_2) + C_4^{13}T_4^{13}(\varphi_1,\Phi,\varphi_2) \quad (5\text{-}13)$$

由此式可以换算出 C_4^{11}、C_4^{12} 和 C_4^{13} 与超声波传播速度张量的简单关系[9]，从而使得用简单的声学设备测量织构成为可能。再借助 C_4^{11} 与 $\bar{r}$ 和 C_4^{13} 与 Δr 的经验关系即可计算 $\bar{r}$ 与 Δr 的在线检测值。可以看出，这里采用了多次的简化和经验式的换算方法，因此在线分析的准确性尚有待进一步改进。

四、r 值在线检测技术的改进

由式(1-20)和(5-8)可知，取向分布函数通常可以表达成无穷级数。但为了实际可操作，l_{max}只能取有限的值。l_{max}的大小会影响到 $f(\varphi_1, \Phi, \varphi_2)$的精度。$l_{max}$越大则精度越高。由于在线检测的局限，在线实测的数据不可能很多，造成可以计算的数组 $C_l^{\mu\nu}$ 也不可能很多，因而限制了 l_{max}的增大。由此可见 l_{max}值即不可能太大，又不允许太小以防影响检测精度。

图 5-4 给出了不同 l_{max}值时算得的退火 IF 冷轧钢板的取向分布函数截面图[11]。图 5-4(a)是 l_{max}取 22 时的 ODF。此时 $C_l^{\mu\nu}$ 有 124 个数，其 ODF 反映出典型的{111}纤维织构，ODF 最高值为 5.5。这种织构有利于板材的深冲压性能。当 l_{max}值降到 12 时 $C_l^{\mu\nu}$ 数组有 32 个数。此时的 ODF 仍能反映出板材织构的强度和主要特征〔参见图 5-4(b)〕。ODF 最高值仅从 5.5 下降到 5.1。若取 l_{max}为 8 则 $C_l^{\mu\nu}$ 数组有 12 个数，其 ODF 基本能反映出板材的{111}纤维织构特征，但出现了明显的漫散化现象〔参见图 5-4(c)〕，即函数值散布宽度变大，最高峰值下降到 3.6。由此计算出的板材力学性能数据的精度也会受到一定影响。如果 l_{max}值进一步降低到 4，则 $C_l^{\mu\nu}$ 只剩下 3 个数，且如式(5-13)所示。这时计算的 ODF 已面貌全非〔图 5-4(d)〕。最大 ODF 值为 1.9，整体 ODF 呈随机分布的现象。这自然会大大影响由此计算出的板材性能数据的精度。

在特定条件下，人们常常采用一级近似的方法来简化某些特定的数学关系，以利于实际应用。如函数 $\sin x = \sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n-1}\frac{x^{2n-1}}{(2n-1)!}$ 的一级近似为 $\sin x \approx x$，近似条件为 x 取值非常小。可见只有当 x 在非常小的范围内取值时一级近似才会有效。对于 ODF 来说，不论如何简化式(1-20)，必须允许其$(\varphi_1, \Phi, \varphi_2)$在所有可能的取值范围内取值(如图 5-4)。因此可以理解，当式(1-20)过于简化时计算出的 ODF 就会明显偏离真实值〔如图 5-4(d)所示〕。由图 5-4 所示的结果可以看出，实际只可以对式(1-20)作适当的简化。

板材在线检测即是通过实测板材晶粒取向分布的有关数据回归计算出未知的 $C_l^{\mu\nu}$ 数组。对式(1-20)取较高阶近似需要获得较多的 $C_l^{\mu\nu}$ 数据，因此也就意味着需要较多的有关板材织构的实测数据。对于超声波测量技术，取高阶近似会使得上述 $C_l^{\mu\nu}$ 与弹性模量的转换关系变得十分复杂。另一方面也不得不增加实测装置的数量以获取较多的数据[10]。对于 X 射线测量技术，虽采用了连续 X 射线和能

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

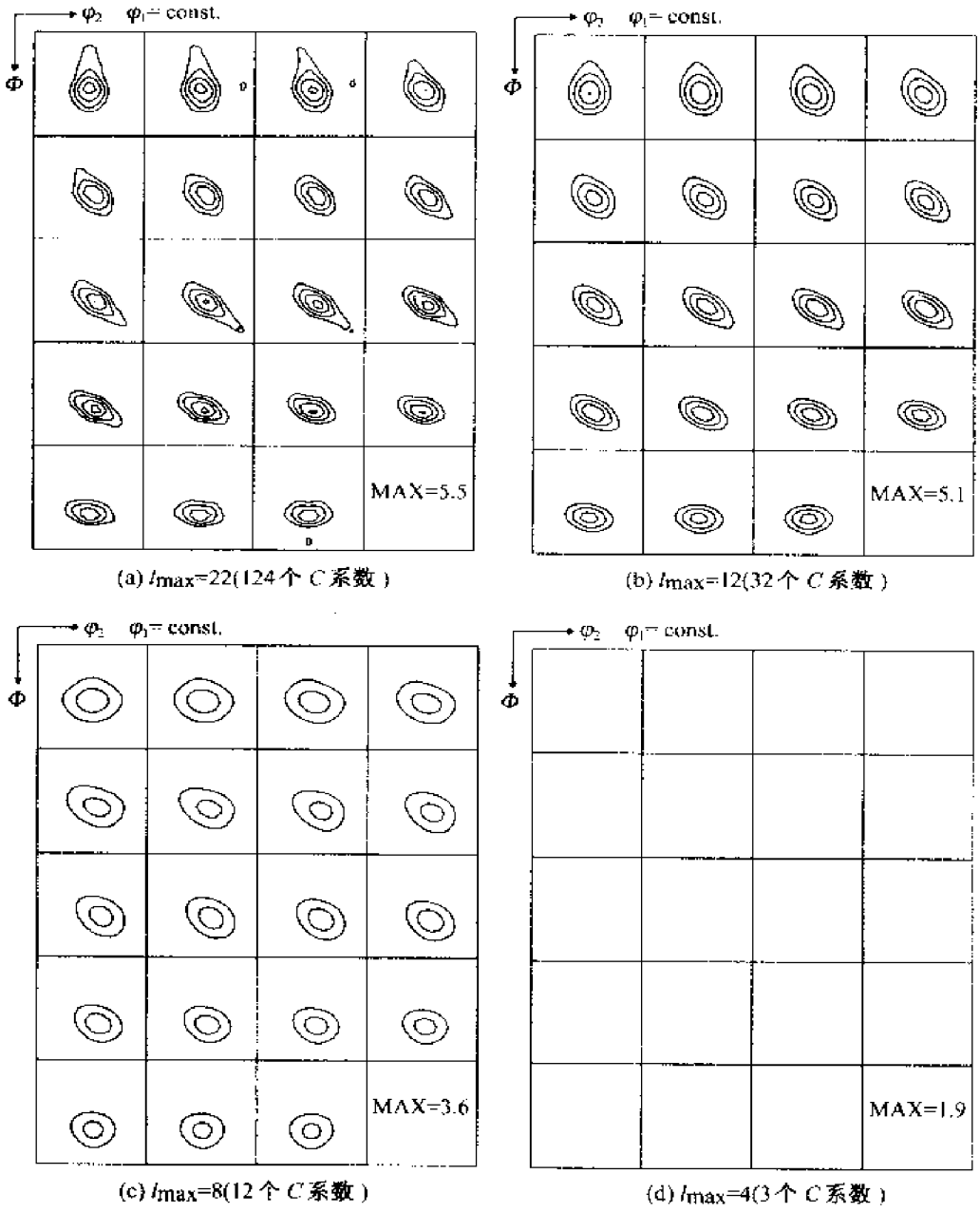


图 5-4 退火 IF 钢板织构(ODF)信息与 L_{1max}(即 C 系数个数)的关系

谱探测器，可以同时获取多个实验数据，但这往往还不能满足精确在线检测的要求。但是线位敏探测器和面位敏探测器，可以在较大空间方位上同时获取多组 X 射线衍射数据，这就为在保证在线测量设备相对简化的条件下大幅度提高测算精度提供了可能。采用 X 射线测量时，X 射线束穿过了整个钢板。能谱探测器接收了一组衍射值，但每一个衍射值均对应着钢板中一种特定取向的晶粒群的相应

{hkl}面的衍射强度。因此一组衍射强度值直接反映了钢板中不同取向晶粒的多少。如果探测器的接收范围由点扩展成线或面，以便接收到更多组衍射信息，则不难计算出精度较高的取向分布函数。采用超声波测量时，超声波虽然也穿过整个钢板，但所测得的超声波速度受超声波传播途径上所有晶粒的影响。这样所得的测量信息是不同取向晶粒的综合信息。因此若从综合信息中比较精确地剥离出分别表明不同取向晶粒体积量的织构信息，就必须较多地增加不同方位上的实测信息量，并提高式(1-20)的近似级别。

研究表明，在线测量数据的获取方式和板材内的织构类型也对在线检测的精度有所影响[12,13]。这些因素在改进在线检测技术时都应予以考虑。

钢板的力学性能不仅要受到织构的影响，而且还要受到许多冶金因素的影响。钢板的冶金质量以及化学成分、碳氮化合物析出的量和形态、晶粒的尺寸和非等轴化的状况、晶粒的缺陷密度等等诸多因素都会影响上述各力学性能。另一方面，一些冶金因素在一定程度上会与织构的变化联系在一起。如再结晶退火初期，随晶粒尺寸的长大板材{111}织构也随之增强[11]，这样使织构的变化在一定程度上也代表着相应冶金因素的变化。但冶金因素总会有与织构不同的变化规律，这就要求在线检测技术有所兼顾。

Bunge[2]的研究表明(参见本章第五节)，钢板的某些力学性能可以由实测织构信息通过较为严谨的理论精确地计算出来。在这方面，对于每一种力学性能参数都需要有一个较好的理论转化模型。目前人们正在开展这方面的工作，现代计算技术的发展使得较为复杂的计算得以瞬时完成，相信这将会推动在线检测技术水平的提高。

由此可见[14]，在线检测技术应从经验的方式向严谨的理论推导方向发展，而且应适当考虑非织构因素的影响。同时，还应尽可能多地获取实测信息并进一步改善在线检测数据的获取方式。

§5-2 纤维织构的定量计算

一、多晶材料的纤维织构及其检测与分析

由第三、四章可知，在二维(平板)多晶体材料中经常会出现各晶粒某{hkl}面平行于某一特定材料表面的织构，称为{hkl}纤维织构；如无间隙原子钢的{111}纤维织构、无取向硅钢及电子铝箔的{100}纤维织构及各种薄膜材料的纤维织构等。有时也有人把它称为面织构，但"面织构"一词容易与轧制板织构在观念上混淆，因此"面织构"一词不被广泛接受和采用。另外在一些一维多晶体金属材料中经常会出现各晶粒某〈uvw〉方向平行于某一材料长轴方向的织构，称为〈uvw〉丝织构；如冷拔金属丝中的丝织构。这两类织构统均可统称为纤维织构(Fiber Tex-

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

ture，参见第一章第三节)。

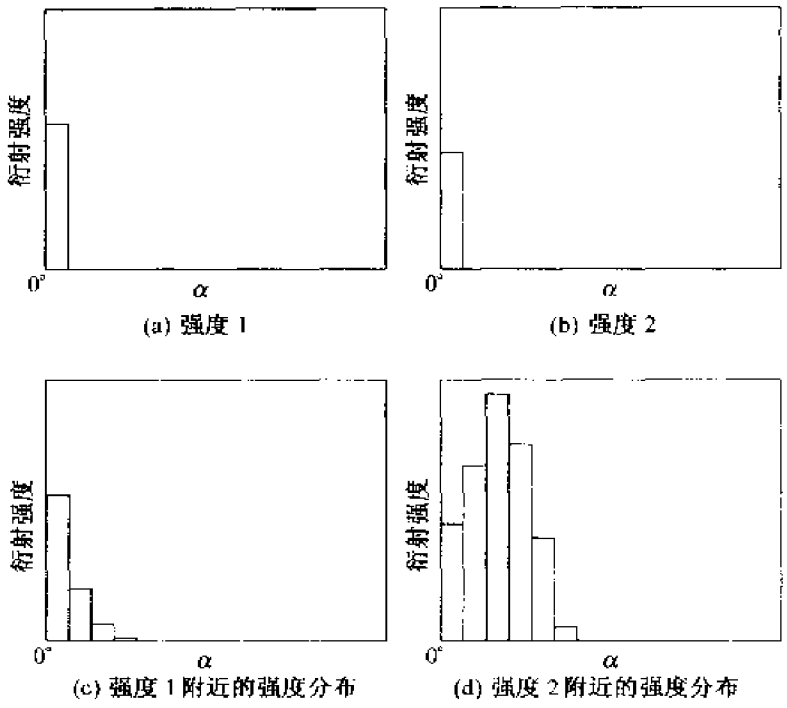


图 5-5　利用衍射强度作纤维织构分析[1,15]
(α 为极图上的方位角)

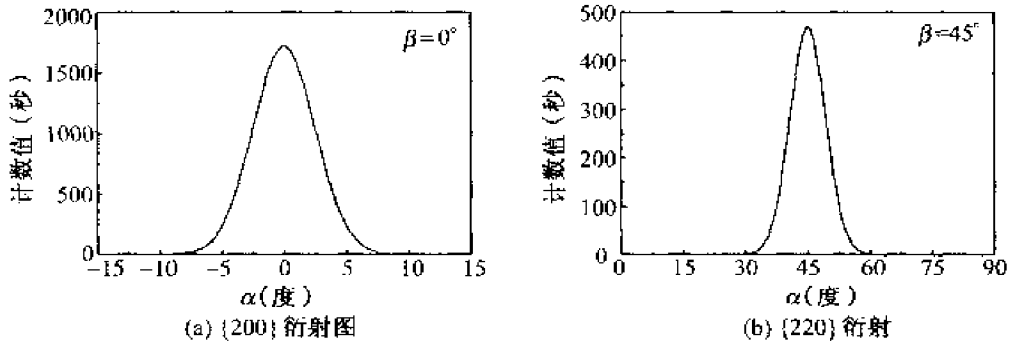
纤维织构只设定了某一个晶体学平面或方向与多晶材料外观参考坐标系的关系。在一个参考坐标系内的某〈uvw〉方向或某{hkl}面的法线方向可由两个独立的参数确定，因此这类织构具有两个取向自由度。原则上讲，多晶体中每一个晶粒的某一〈uvw〉方向绝对平行于参考坐标系特定方向的概率是 0。而只有在该方向的一定角度范围内才可以定量地分析各晶粒相应〈uvw〉晶向的分布概率，进而确定纤维织构的多少。

在许多情况下，金属板材或薄膜中虽然具有某种织构组分，但人们关心的可能仍是各晶粒某{hkl}面平行于特定材料表面或某〈uvw〉方向平行于零件外观特定方向时对性能的影响，因此这时仍需对材料作纤维织构分析。如高压电子铝箔中通常有很强的立方织构，但人们关心的是各晶粒{100}面平行于铝箔表面的分布状况，所以往往只对铝箔作{100}纤维织构占有率的分析，而不作立方织构定量分析。

在实际的研究和生产现场检验工作中有时用衍射强度来分析纤维织构。设测得两个多晶样品特定方向上的衍射强度，并由图 5-5(a)、(b)给出。比较两个强度可知强度 1 数值较大，因此通常认为这个样品内相应的纤维织构的量较大。但如

果测得附近衍射强度分布如图 5-5(c)、(d)所示，则上述判断就不一定合适了。由此可见单个衍射强度不一定能反映出纤维织构状态，因此也不能很好地定量确定该纤维织构对相关性能的影响。

有一种利用衍射扫描来检测薄膜材料织构的方法[16]，即 Φ 扫描法(参见第四章第二节论述高温超导薄膜部分)。衍射扫描指的是在极图平面上取一条适当的取向线(如过极图中心的某直线)，沿该取向线测量 X 射线衍射强度或极密度分布并作出强度或密度分布曲线图。图 5-6 示意性地给出了 CeO_2 表面沉积薄膜的相关衍射扫描分析[16]。两条衍射强度分布均表明薄膜有很强的立方织构组分。但是，这种衍射扫描分析不能反映出沿极图其他取向线的强度分布，当极图上的强度或密度峰不对称分布时一条衍射扫描不能给出纤维织构的分布情况。

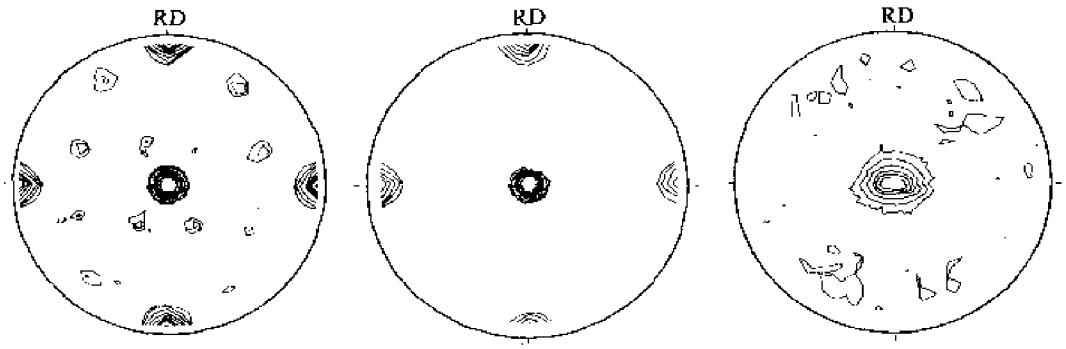


(a) {200}衍射图　　(b) {220}衍射

图 5-6　衍射扫描织构分析示意图

(α为极图上的方位角)

极图是一种二维图形，可以很好地表现出两个自由度的纤维织构的分布状态。图 5-7 给出了两种电子铝箔和 $Si_2Sr_2Ca_2O_x$ 超导薄板的实测{100}和{00l}极



(a) 铝箔 1 的 {200} 极图 (max.=35.1)　(b) 铝箔 2 的 {200} 极图 (max.=27.5)　(c) $Si_2Sr_2Ca_2O_x$ 的 {00l} 极图 (max.=16.2)

图 5-7　用于纤维织构计算的实测极图[17]

(密度水平：1，2，4，7，10，15，20，30)

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

图[16]，由此可以看出铝箔和 $Si_2Sr_2Ca_2O_x$ 薄板中很强的{100}和{00l}纤维织构。其中 $Si_2Sr_2Ca_2O_x$ 超导薄板的{00l}密度在极图中心的分布呈现出一定程度的非中心对称性，而这一点不能在衍射扫描曲线上反映出来。

取向分布函数分析法可以对织构作定量计算[1,18]，它即可以对一般织构组分作定量计算[19]，也可以对纤维织构组分作定量计算[20]。第一章第三节已经介绍了织构组分定量分析的基本原理。在这种分析过程中需要人为设定织构组分的位置，然后利用正态分布函数啮合的办法求出最佳的正态分布函数，并用其体积量和散布宽度来定量描述织构组分[19,20]。然而，这种计算通常比较繁杂。由于人为设定织构组分的位置，计算结果会因人而异。当设定位置改变时，总可以找出一个最佳啮合的正态分布函数。但定量计算的结果却会发生变化，有时会有很大变化。例如，假设取向分布函数在取向空间有一密度峰 $f(g)$〔图 5-8(a)实线〕，通常可以以取向 g_1 和 g_2 为中心设置正态分布函数并作啮合计算〔图 5-8(a)虚线〕，使这两个正态分布函数迭加后尽可能与实测值一致，并因此对织构作定量描述[19,20]。若如图 5-8(b)所示把 g_1 和 g_2 两中心位置略向右移，虽然也可以得到较好的啮合结果，但两织构组分的定量分析结果就会发生明显的改变。在极端的情况下也可以只设定一个织构组分并得到相应的定量分析结果。另一方面，当织构十分锋锐的时候，为了保证计算精度需提高取向分布函数级数的展开的阶数 l_{max}〔参见式(1-20)〕，这样必然会增加实测极图的数目，使得测量与分析更加繁琐。

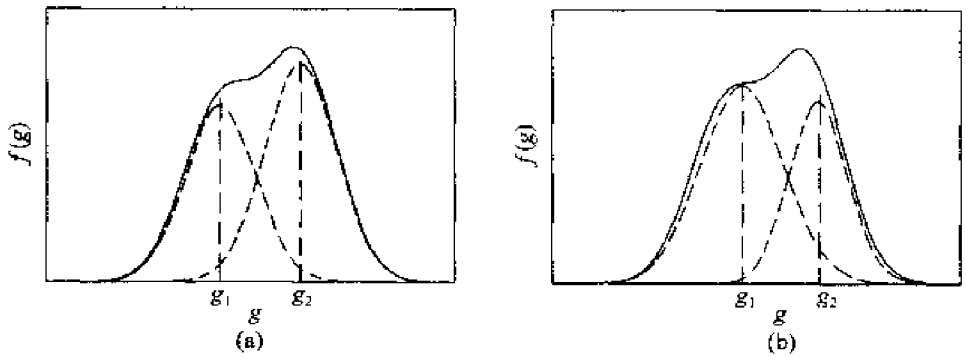


图 5-8　织构组分的正态分布函数定量啮合计算

如第三、四章介绍，金属板材和金属薄膜中通常会生成很锋锐的纤维织构。因此工业生产部门对纤维织构的定量分析有广泛的需求。同时，工业生产对纤维织构的分析或检验又有客观、简便等方面的要求，因此可以考虑利用极图的二维空间对纤维织构作如下定量计算。

二、纤维织构的极图分析原理

第一章第三节中已经介绍，二维极图及相应的极密度函数 $p(\alpha,\beta)$不能很好

地反映出三维空间的取向分布情况。而在样品坐标系中与纤维织构相关的某一晶面法向或某一晶向也只有二维的自由度，因此利用极图数据定量分析纤维织构将不会存在障碍。同时极图数据可直接测得，不需要大量的测量和复杂的计算，因此也为客观而简便的定量分析奠定了基础。

分析{*hkl*}〈*uvw*〉纤维织构时通常需测量{*hkl*}(或{*uvw*})极图，获得相应的实测极密度函数 $p(\alpha,\beta)$。为了方便讨论，这一函数可统一表示为 $p_{hkl}(\alpha,\beta)$。若观测{*hkl*}晶面平行于观测表面所形成的纤维织构时，需分析 $\alpha=0$、$\beta=0$ 位置，即极图中心位置附近极密度的分布情况。取向分布函数对织构组分作定量分析的原则[19]可以用来对纤维织构作类似的定量分析。图 5-9(a)显示了过某{*hkl*}极图中心的一条取向线上极密度分布的情况。可以看出该样品有{*hkl*}纤维织构。在很多情况下，这种分布或多或少接近正态分布，借助正态分布函数啮合计算的方法〔参见图 5-9(b)〕[19]可以计算出该纤维织构的体积量和散布宽度。其中体积量即是该正态分布函数所包括范围的极密度分布积分值，而散布宽度即是当正态分布函数从中心位置的最高值 S_0 降低到 $S_h=S_0e^{-1}$ 时函数值位置相对于中心位置的偏离角度 θ_h〔图 5-9(c)〕，它可以用来表示纤维织构的锋锐程度。

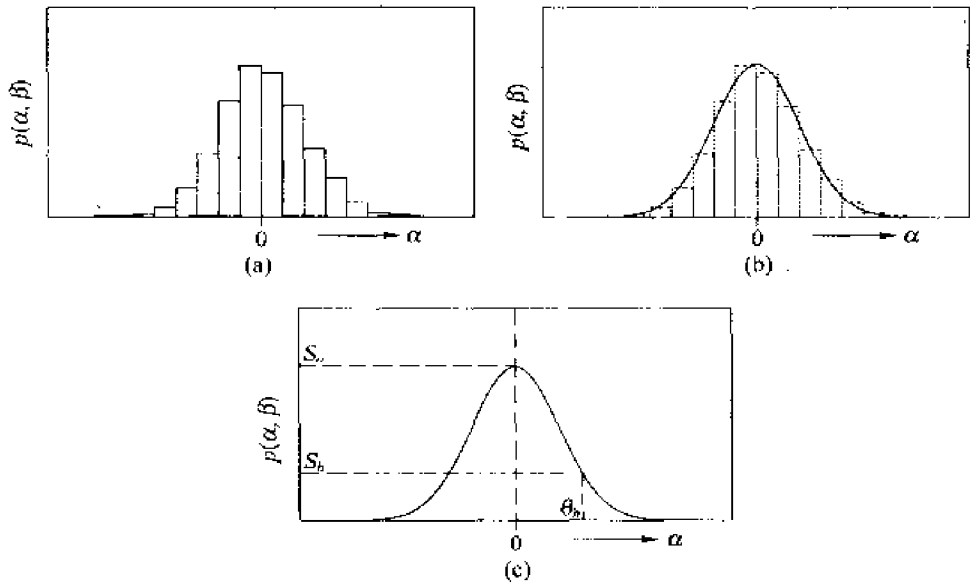


图 5-9　过极图中心取向线上极密度的正态分布啮合

在一些特定的情况下，需要分析的纤维织构的中心位置并不一定在 $\alpha=0$、$\beta=0$ 的位置。原则上可以直接啮合计算出中心位置在任一(α,β)处的纤维织构，但相应的计算会变得比较复杂。通常可以利用极射赤面投影转换的原理[21]转换极密度分布函数，把所分析的位置(α,β)转换到极图中心(0,0)的位置上来。这样的转换并不复杂，而转换之后的计算也会比较简便。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

计算纤维织构需要有完整的极密度分布函数，因而通常需要测量完整极图。一般的X射线反射法只能获得不完整极图，既在 α 角的测量范围($0^\circ \sim \alpha_{max}$)内 α_{max} 不能达到 90°。因此需要利用X射线透射法以弥补缺少的极图数据[22]。现代的X射线反射测试设备已经可以使实测极图的不完整性大大降低，如可使 α_{max} 达到 85°，因此可以通过外推法或其他近似计算的方法补足缺少的数据，从而达到测量与计算都很简便的目的。对一些晶体结构对称性较低的多晶体〔如图 5-7(c)所示的四方晶体中{00l}晶面的对称性或多重性就比较低〕，有时甚至可忽略高 α 角的极图数据。例如对比图 5-7(b)和(c)可以看出，当在四方晶体{00l}极图中心(0,0)的位置有很强的密度分布时，不会对应着极图其它位置的高密度分布，因此可以忽略高 α 角的极图数据，利用不完整极图直接对纤维织构作定量计算。

三、纤维织构定量分析方法

设{hkl}极图中心附近有极密度分布峰，且沿 $\alpha=0^\circ$ 线大致呈轴对称正态分布。测量极密度分布函数，并按第一章第二节所述的过程修正并归一化处理后得函数 $p_{hkl}(\alpha,\beta)$。参照式(1-17)将该函数沿 β 方向求和有

$$p_{hkl}(\alpha)=\sum_{\beta=0(\Delta\beta)}^{2\pi} p_{hkl}(\alpha,\beta)\sin\alpha\Delta\beta \tag{5-14}$$

式中，$\Delta\beta$ 是沿 β 方向测量的步长。

以图 5-10 为例，假设获得了如图 5-10(a)所示的函数 $p_{hkl}(\alpha,\beta)$，可以发现在 $\alpha=0$ 附近形成了一定的{hkl}纤维织构组分。设该织构组分的正态分布方式 p_G 为[23]

$$p_G(\alpha)=S_0\exp\left(-\frac{\alpha^2}{\theta_h^2}\right) \tag{5-15}$$

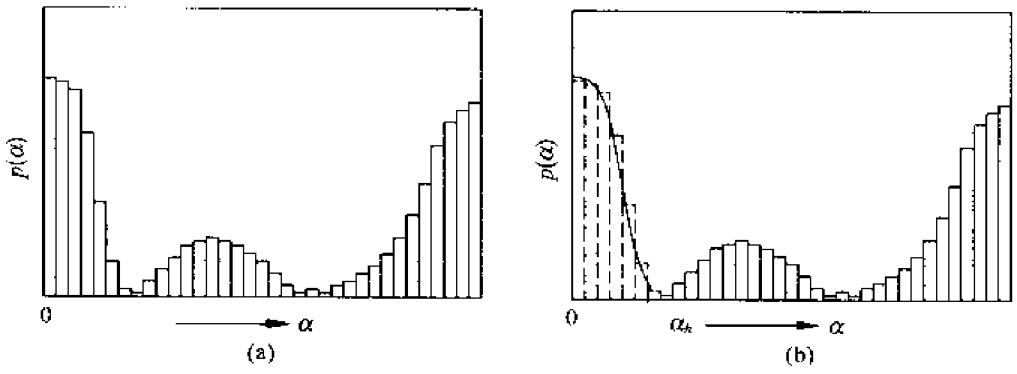


图 5-10 {hkl}纤维织构正态分布啮合原理

如图 5-10(b)所示，在 $0\sim\alpha_h$ 的范围内对{hkl}纤维织构组分作正态分布啮合

计算。若用 Q 表示偏差参数则有

$$Q = \sum_{\alpha=0(\Delta\alpha)}^{\alpha_h} (p_G(\alpha) - p_{hkl}(\alpha))^2 \tag{5-16}$$

式中，$\Delta\alpha$ 是沿 α 方向测量的步长。利用最小二乘法求得使 Q 为最小值时的 S_0 和 θ_h 值。根据式(5-14)和极密度函数的归一化条件，即式(1-17)有

$$\frac{1}{2\pi}\sum_{\alpha=0(\Delta\alpha)}^{\pi/2}\sum_{\beta=0(\Delta\beta)}^{2\pi} p_{hkl}(\alpha,\beta)\sin\alpha\Delta\alpha\Delta\beta = \frac{1}{2\pi}\sum_{\alpha=0(\Delta\alpha)}^{\pi/2} p_{hkl}(\alpha)\Delta\alpha \equiv 1 \tag{5-17}$$

根据正态分布函数的求定积分公式和式 5-15 可求得正态分布函数涉及的积分体积 V_G 为：

$$V_G = \int_0^{\pi/2} S_0\exp\left(-\frac{\alpha^2}{\theta_h^2}\right)d\alpha \approx \int_0^{\infty} S_0\exp\left(-\frac{\alpha^2}{\theta_h^2}\right)\mathrm{d}\alpha = \frac{1}{2}\theta_h S_0\sqrt{\pi} \tag{5-18}$$

对照式(5-17)与(5-18)可求得{hkl}纤维织构组分体积量 V_F 为

$$V_F = \frac{1}{2\pi}V_G z = \frac{1}{4\sqrt{\pi}}\theta_h S_0 z \tag{5-19}$$

式中，z 是相应{hkl}晶面的晶体学多重性参数。对立方金属的{100}面有 $z=3$，对四方金属的(00l)面有 $z=1$。由此就求出了纤维织构定量分析的体积分数 V_F 和散布宽度 θ_h 两个重要的参数。为了确认正态啮合计算结果的准确性还需对计算结果的相关性，即相关系数 r 进行验证。可参照式(5-16)如下计算 r 值：

$$r = 1 - \frac{\sum_{\alpha=0(\Delta\alpha)}^{\alpha_h} (p_G(\alpha) - p_{hkl}(\alpha))^2}{\sum_{\alpha=0(\Delta\alpha)}^{\alpha_h} (p_{hkl}(\alpha))^2} \tag{5-20}$$

表 5-1 是根据图 5-7 的极图数据对相关纤维织构所作的定量计算结果。

表 5-1　铝箔{100}和 $Si_2Sr_2Ca_2O_x$ 板(00l)纤维织构的定量计算结果

材料	铝箔 (图 5-7a)	铝箔 (图 5-7b)	$Si_2Sr_2Ca_2O_x$(图 5-7c)
体积百分比 V_F	89.92%	95.58%	39.34%
散布宽度 θ_h	7.08°	6.45°	11.44°
相关系数 r	0.92	0.93	0.81

§5-3　多晶体晶界两侧晶粒取向差的统计计算

多晶体中相邻晶粒之间的取向差分布是十分重要的材料学特征信息。晶界的晶体学特性对晶界迁移行为以及相应的组织结构变化、取向分布变化等物理冶金行为具有重要的影响，也会影响到相关材料性能。了解晶界两侧晶粒的取向差分

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

布是获得晶界晶体学特征信息的重要手段。同时，掌握多晶体取向差的分布对于分析相应材料随后的物理冶金学过程，以及对材料性能的影响都具有重要的意义。在微观区域内的取向差分布可以借助背反射电子衍射技术（参见第一章第四节）作实验测定[24－26]。但需要作大量的统计性的，甚至是三维空间的检测才能够获得宏观的取向差分布信息。MacKenzie 和 Morawiec 曾经建立了取向差随机分布的统计计算方法[27,28]。但是利用取向分布函数也可以统计计算有织构的多晶体材料的取向差分布[29,30]。

一、晶粒间取向差与晶界特性

在样品坐标系内任一晶界法向的自由度为 2。晶界两侧晶粒的取向通常并不相同，因而会表现出取向差。如果把其中一个晶粒的取向确定为初始取向（参见第一章第一节），则可以用另一个晶粒的取向来表示两晶粒的取向差。由此可见晶粒取向差的自由度为 3。可以从一个晶粒的取向出发，绕该晶粒某一[uvw]方向转动 δ，从而达到另一个晶粒的取向。由此相应的取向差 Δg 可以表达为[1]

$$\Delta g = \Delta g([uvw],\delta) = \begin{bmatrix} \Delta g_{11} & \Delta g_{12} & \Delta g_{13} \\ \Delta g_{21} & \Delta g_{22} & \Delta g_{23} \\ \Delta g_{31} & \Delta g_{32} & \Delta g_{33} \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} (1-u^2)\cos\delta + u^2 & uv(1-\cos\delta) + w\sin\delta & uw(1-\cos\delta) - v\sin\delta \\ uv(1-\cos\delta) - w\sin\delta & (1-v^2)\cos\delta + v^2 & vw(1-\cos\delta) + u\sin\delta \\ uw(1-\cos\delta) + v\sin\delta & vw(1-\cos\delta) - u\sin\delta & (1-w^2)\cos\delta + w^2 \end{bmatrix} \tag{5-21}$$

为了简化对晶粒取向差的表达，可以简单地用 δ 角的大小来表示取向差的大小。δ 很小时，相应晶界为小角度晶界；反之为可动性较好的大角度晶界。

二、取向差的实际计算

参照式(1-1)，在样品坐标系内设取向 g_1 和 g_2 为

$$g_1 = \begin{bmatrix} u_1 & r_1 & h_1 \\ v_1 & s_1 & k_1 \\ w_1 & t_1 & l_1 \end{bmatrix} \qquad g_2 = \begin{bmatrix} u_2 & r_2 & h_2 \\ v_2 & s_2 & k_2 \\ w_2 & t_2 & l_2 \end{bmatrix} \tag{5-22}$$

则两取向的取向差 Δg 为

$$\Delta g = g_1 \cdot g_2 \tag{5-23}$$

参照式(5-21)可求出表示取向差的 δ 角为

$$\delta = \arccos\left(\frac{\Delta g_{11} + \Delta g_{22} + \Delta g_{33} - 1}{2}\right) \tag{5-24}$$

转轴[uvw]的方向指数为

$$u = \frac{\Delta g_{23} - \Delta g_{32}}{2\sin\delta}, v = \frac{\Delta g_{31} - \Delta g_{13}}{2\sin\delta}, w = \frac{\Delta g_{12} - \Delta g_{21}}{2\sin\delta} \tag{5-25}$$

对于具有 432 对称性的立方晶体，每一取向均有 24 种等价变体[1]，由此可以根据式(5-23)和(5-24)求出 24 个[uvw]轴和 24 个 δ 角。一般用 24 个 δ 角中最小的 δ 角来表达两取向的取向差。

三、多晶取向差分布的统计计算

假设，各种取向的晶粒均匀地分布在多晶材料中；已获得的取向分布函数信息来自足够多个晶粒，因而它具有良好的统计性；每种取向的晶粒与任何其他取向的晶粒均有相邻接的机会，相邻接的概率与二者的体积量的积成正比，即与二者取向密度的积成正比。

已知取向空间微元 dg 可以表达成[18]

$$dg = \frac{1}{8\pi^2}\sin\Phi d\varphi_1 d\Phi d\varphi_2 \tag{5-26}$$

且具有相应取向的晶粒的总体积 dV 可写成

$$dV = f(g)dg \tag{5-27}$$

且恒有

$$\int f(g)dg = \int_0^{\frac{\pi}{2}}\int_0^{\frac{\pi}{2}}\int_0^{\frac{\pi}{2}} f(\varphi_1, \Phi, \varphi_2)\sin\Phi d\varphi_1 d\Phi d\varphi_2 \equiv 1 \tag{5-28}$$

通常可以把取向空间均匀地划分成等体积的 n 个小空间，因而式(5-27)可简写成

$$dV = f(g)\frac{1}{n} \tag{5-29}$$

对任两种取向的晶粒，其相邻接的概率 p_{ij} 可写成

$$p_{ij} = dV_i dV_j = f(g_i)f(g_j)\frac{1}{n^2}; \qquad i, j = 1, 2, 3, \cdots, n \tag{5-30}$$

同时根据式(5-24)可以求出对应的 δ 值。

根据实际计算的结果，确定取向差 δ 的取值范围为[0, δ_{max}]，将其划分成 N 个间隔为 $\Delta\delta$ 的等间隔区。由此可以累积计算取向差 δ 落入[$(k-1)\Delta\delta$、$k\Delta\delta$]范围内的频率，并定义取向差分布频率函数 $F(k)$ 为

$$F(k) = \frac{\sum\sum p_{ij}\Big|_{(k-1)\Delta\delta<\delta<k\Delta\delta}}{\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n} p_{ij}}; \quad k = 1, 2, \cdots, N \tag{5-31}$$

式中，$\sum\sum p_{ij}\Big|_{(k-1)\Delta\delta<\delta<k\Delta\delta}$ 表示所有取向差 δ 落入[$(k-1)\Delta\delta$，$k\Delta\delta$]范围内的概率 p_{ij} 的加和，因此在求和过程中还需要考虑相关的由式(5-24)计算出的 δ 值。在实际计算时 n 值的大小对计算结果也会有一定影响。一般来说，高 n 值会提高计算结果的统计性。通常当 n 取 936 时即可得到满意的计算精度[31]。这样

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

可以把取向空间均匀地划分成936个小空间，在每个小空间内取一特征取向及相应的取向密度值，并用来逐一计算取向差分布。对于立方晶体，常用的取向分布函数已经考虑到样品具有222的正交对称性，在计算取向差分布时应去除这种对称性。也就是说，把936个取向沿样品坐标系的三个轴分别作180°旋转操作，得936×3个新的取向。这些新取向与原取向往往不相同，其取向差 γ 通常也不为0。因此实际取 n 为[32] $n=936\times4=3744$。

当多晶体取向随机分布时恒有

$$f(g)\equiv 1 \tag{5-32}$$

由此式(5-30)转化成

$$p_{ij}=\frac{1}{n^2} \tag{5-33}$$

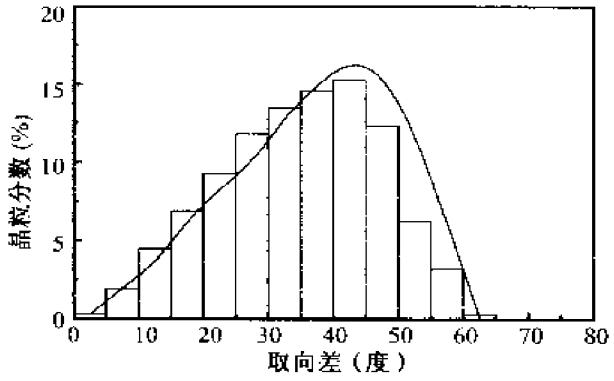


图5-11 取向随机分布时的晶粒取向差统计分布（直方图为Al-2.8at%Ag-1.0at%Ga合金的实测结果[33]，曲线为统计计算结果）

由此可以方便地计算出随机取向差分布。图5-11给出了多晶体取向随机分布时计算出的取向差分布频率(图中曲线)[32]。图5-11中的直方图是对取向随机分布的Al-2.8at%Ag-1.0at%Ga合金535对取向差进行实际测量后得出的取向差分布[33]。可以看出，二者吻合较好。

应该指出，MacKenzie在早期的研究工作中[27]曾经采用晶体学点群的方法计算出了图5-11所示的取向差分布频率曲线。但是MacKenzie的计算只能计算晶粒取向随机分布时的取向差分布[27,30,32]。由式(5-31)和(5-34)可以看出，取向随机分布时的取向差分布只是取向差分布的一种特殊的情况。因此要用式(5-31)所示的计算方法才会具有更普遍的意义。

四、织构材料取向差分布

由式(5-30)和(5-31)可知，以取向分布函数作为基本数据不仅可以计算取向

随机分布时的晶粒间取向差分布，而且还可以统计计算任意织构状态下的多晶材料中晶粒间取向差的分布情况[34]。例如可以计算冷变形金属晶粒间取向差分布，或再结晶晶粒与形变基体之间的取向差分布。

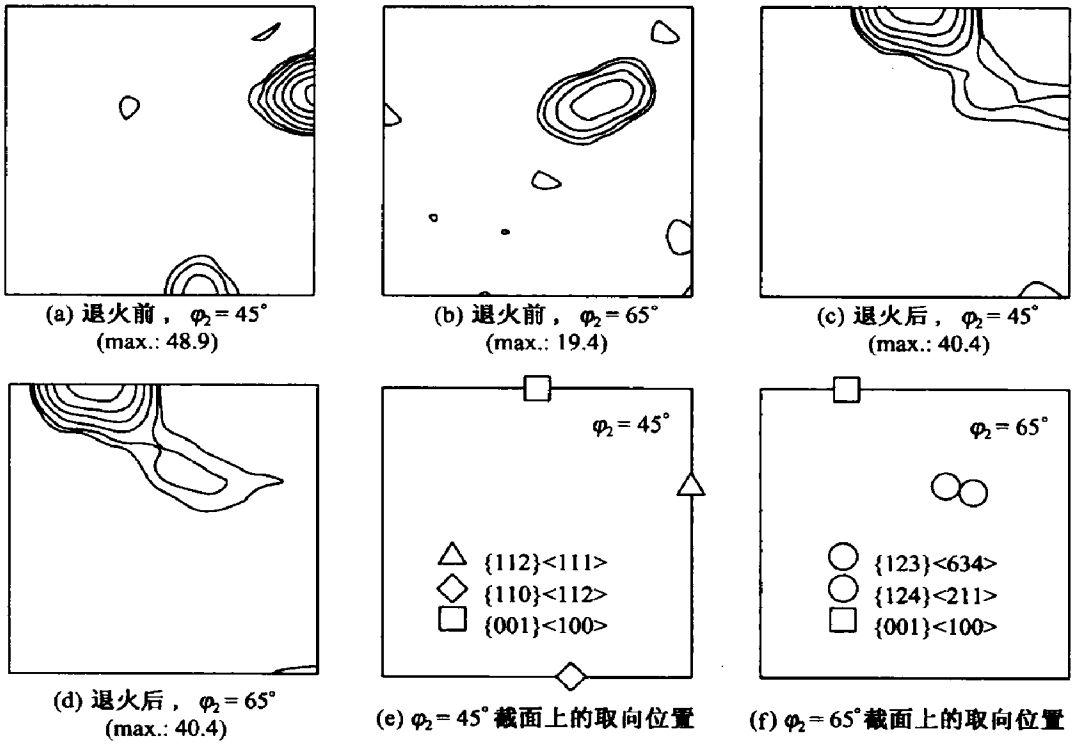


图 5-12　退火高纯铝板取向分布函数截面图
（取向密度水平：2，4，8，14，22，32，44）

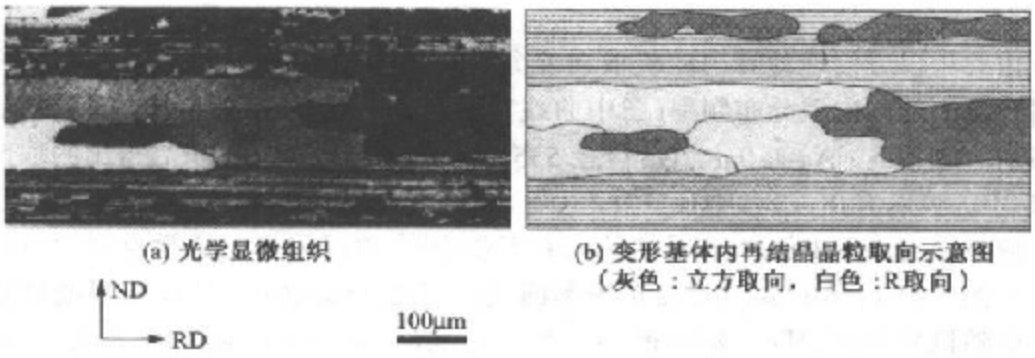


图 5-13　高纯铝轧板部分再结晶组织
（300℃加热 300 秒）

图 5-12 给出冷轧高纯铝板(99.998% Al)300℃退火前后织构的取向分布函数 $\varphi_2=45°$和 $\varphi_2=65°$截面图。冷轧板中有典型的织构组分{112}〈111〉和{110}

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

〈112〉[参见图 5-12(a)、(e)]以及{124}〈211〉[图 5-12(b)和(f)中 S 组分]。织构定量计算表明[19]几乎 90%的变形晶粒在{112}〈111〉和{124}〈211〉组分中。退火后生成了约 60%的立方织构{001}〈100〉和 30%的 R 织构[参见图 5-12(c)～(f)]。在部分再结晶的变形基体上可以看到一些再结晶晶粒[参见图 5-13(a)]，其取向示意性地表达于图 5-13(b)之中。它们基本上具有立方取向或 R 取向。由图 5-13 可知，冷轧变形使变形前的晶粒变得非常薄，大多在轧板法向(ND)上低于 10 μm，并沿轧向(RD)伸长。但在结晶晶粒却很厚，其生长跨越了若干个变形晶粒[参见图 5-13(a)]。

图 5-14(a)和图 5-14(b)给出了根据图 5-12 所示的取向分布函数数据所计算的轧制试样和退火试样的取向差分布。可以看出，取向差分布偏向随机取向差分布的左侧低取向差角方向。这种偏离显然是合理的，因为有织构的材料中许多晶粒有相似的取向并会导致小角度晶界的增多。参照图 5-13 可以想象在再结晶过程中变形晶粒与再结晶晶粒之间的取向差也会有某种统计分布。设定式(5-30)中 dv_i 和 dv_j 分别取自轧制和再结晶取向分布函数，则可以计算出相应的取向差分布[图 5-14(c)]。这个取向差分布略偏向随机取向差分布的右侧高取向差角方向，

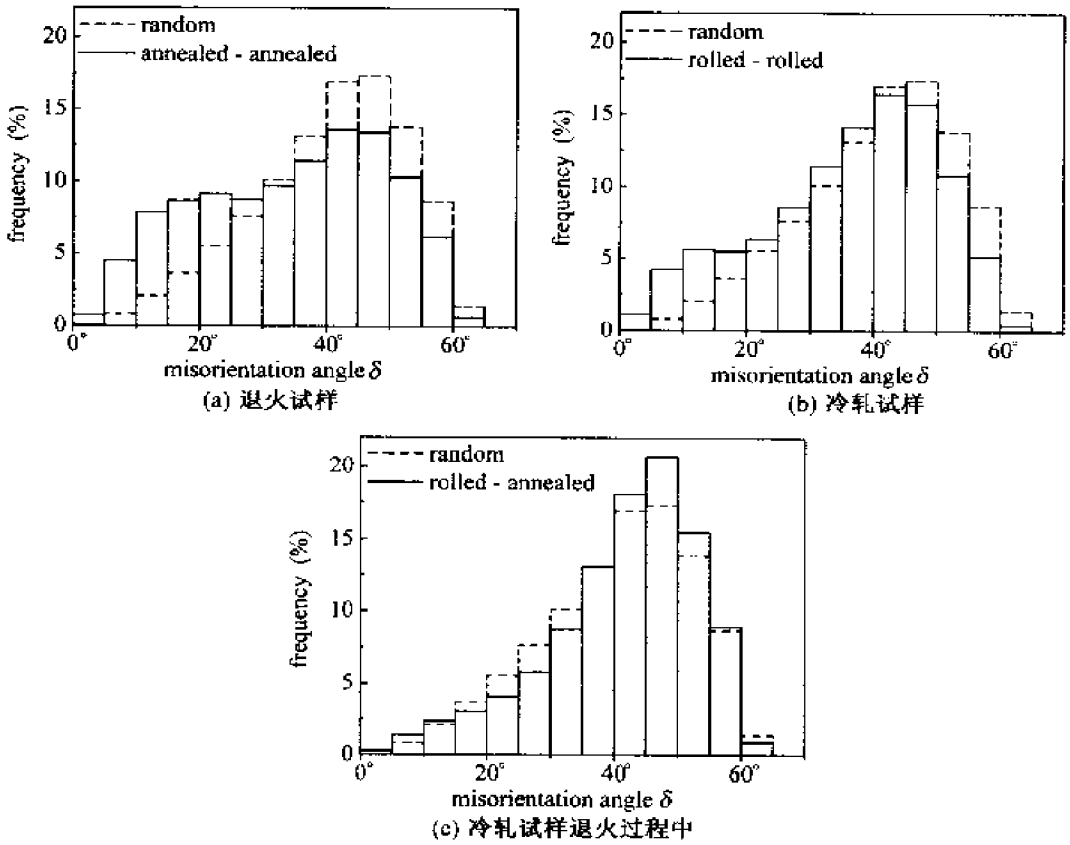


图 5-14　统计计算的取向差分布

显示了再结晶过程通常由大角度晶界迁移而完成的规律。

图 5-14(c)的结果显示，再结晶过程中变形晶粒与再结晶晶粒之间的取向差并没有的明显地偏离随机取向差分布。而再结晶理论表明相应的取向差分布应该显著地偏向高取向差角一侧，或至少与随机取向差很不相同。如果把所计算出的取向差分布分解成两部分，即随机部分 $s \cdot F_r(k)$和某种特征部分 $F_{ch}(k)$，则有

$$F(k) = s \cdot F_r(k) + F_{ch}(k) \tag{5-34}$$

式中，s 是决定随机分布大小的系数，而 $F_r(k)$表达标准随机分布(参见图 5-11)。$0 \leqslant s \leqslant 1$值的选取应保证 $0 \leqslant F_{ch}(k) \leqslant 1$，同时需使 s 值尽量升高直至 $F_{ch}(k)$所有的取值中有某处为零，进而求出所对应的惟一的 s 值。将图 5-14 中所有取向差分布作如此处理，则图 5-15 给出了处理结果。这时各取向差分布显示出了明显不同的特征。

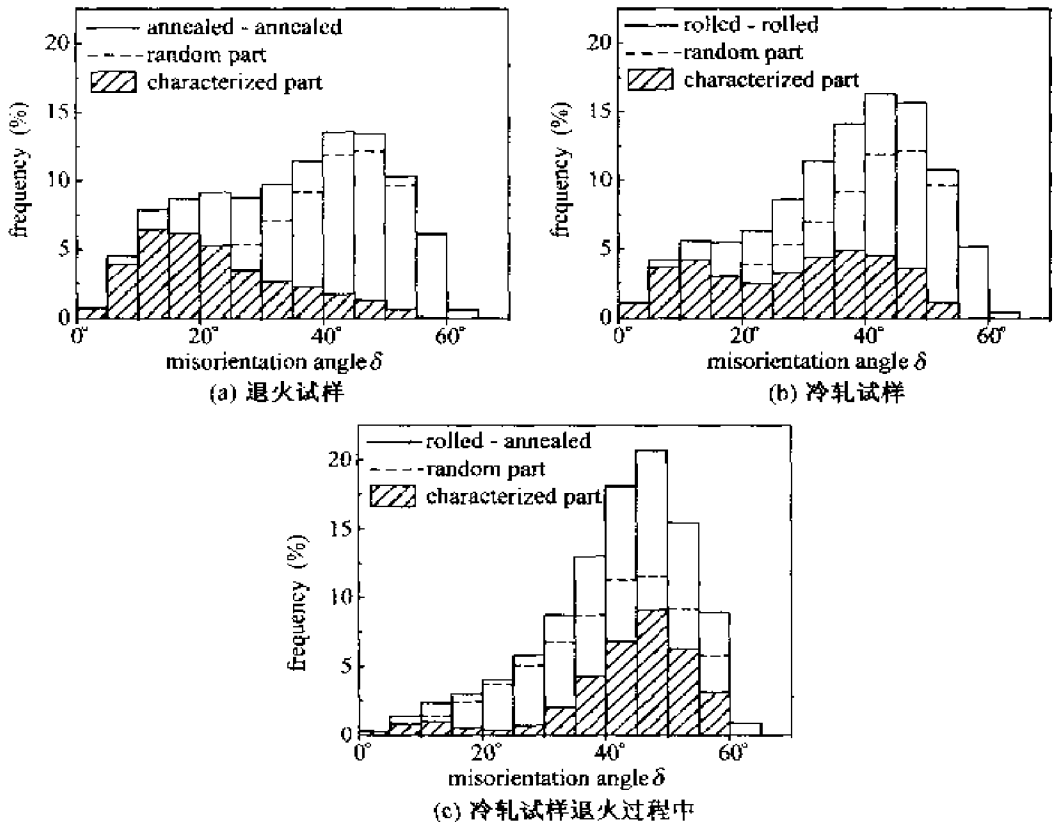


图 5-15　特征取向差分布

退火试样以立方织构{001}〈100〉为主，这表明多数晶粒有相近的取向。因此应有非常多的小角度晶界。图 5-15(a)所示的特征取向差分布反映了退火试样取向差的这个特点。强织构试样通常都会有偏低角度的取向差分布。然而在轧制试样中{112}〈111〉和{124}〈211〉是主要的织构组分。这些组分与立方织构不同。在

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

轧制样品坐标系中立方织构只有一个等价分量，而它们有两个或四个等价取向分量，在这些等价分量之间相邻晶粒除了有小取向差角外还可能存在许多取向差约为30°～50°的高取向差角[35]。图5-15(b)所示的特征取向差分布明显地反映出了这一特点，其中取向差分布在相关位置有两个分布峰。

图5-15(c)的特征取向差分布显示出了一个明显的在高取向差角的分布，这与大角度晶界迁移的再结晶理论相吻合，因为再结晶过程中小角度晶界稳定性高而不易迁移。

可以想象，多晶体中总会存在一定比例的随机取向差分布，但可能不会像图5-14和图5-15中所示的那么强。这里所采用的计算前提是多晶体中各种取向的晶粒有可能与所有其他取向的晶粒相邻接，而图5-13所示的结构表明只有立方和R取向的晶粒能够扫过变形基体，所以上述的假设对于实际的计算并不完全正确。尽管如此，这种假设仍不得不应用于该计算，因为没有这种假设这种计算无法实施。去除统计计算的取向差分布中的随机取向差分布不失为一种恰当的补救措施，这使得所获得的特征取向差分布确实能反映出实际多晶体中或相应物理冶金过程中取向差分布的一些重要特征。

上述计算方法可用于统计计算多晶体中或某种物理冶金过程中的取向差分布。然而实际的取向差分布往往是很复杂的，所以在采用本计算时应该认真分析，这种计算的结果在多大程度上能反应实际取向差分布的特征。例如，应注意分析所研究的多晶体中是否有很强的孪晶结构，或晶粒团簇结构等。

§5-4 电工钢磁学性能检测

一、铁基合金的磁晶各向异性

电工钢是重要的铁基软磁材料。由于受原子排列规则、电子自旋及轨道耦合的影响[36,37]，铁基合金的磁化过程是各向异性的。图3-20给出了单晶铁在不同晶体学方向上的磁化曲线[38]。图中各曲线与纵坐标轴的积分面积就对应这相应磁化过程所消耗的能量，称为磁(晶)各项异性能。可以看出，晶体〈111〉方向的磁化需要消耗最多的能量，因而是难磁化方向，而〈100〉方向的磁化需要消耗最少的能量，因而是易磁化方向。这种磁各向异性在具有强织构的多晶体硅钢中也会反应出来。图5-1与式(5-9)已给出了基于惟象理论的单晶磁各向异性能的解析表达。图3-21显示了强{100}〈011〉织构取向硅钢板不同方向的磁化能耗[39]。钢板各晶粒的轧向以〈100〉为主，因此其磁化能耗很低，而各晶粒在轧板横向上以〈011〉为主，因而在与轧向为90°夹角方向的磁化能耗较高(参见图3-21)。

二、磁各向异性能分布函数与磁晶各向异性能极图

多晶磁体磁化时各个晶粒之间有磁相互作用，且晶界处有退磁场的存在。晶粒之间的这种磁相互作用非常复杂，但对磁化特征参数的影响较小，因而通常可以忽略掉[40,41]。这样多晶钢板的磁各向异性能只取决于单晶体的磁晶各向异性能和多晶材料的织构，因而借助多晶体各晶粒磁各向异性能的叠加即可求出多晶体的磁各向异性能。

用 E 表示磁各向异性能随取向(g')的分布函数，称为磁各向异性能分布函数。参照式(5-2)可知其球函数展开式为

$$E = E(g') = \sum_{l=0(2)}^{l_{max}} \sum_{m=1}^{M(l)} \sum_{n=1}^{N(l)} \frac{1}{2l+1} m_l^{mn} T_l^{mn}(g') \tag{5-35}$$

m_l^{mn} 是常系数组。用 $\overline{E}$ 表示多晶体平均磁各向异性能，参照式(5-6)和(5-8)有

$$\overline{E} = \sum_{l=0(2)}^{l_{max}} \sum_{m=1}^{M(l)} \sum_{n=1}^{N(l)} \frac{1}{2l+1} m_l^{mn} C_l^{mn} \tag{5-36}$$

$$\overline{E}(\alpha) = \sum_{l=0(2)}^{l_{max}} \sum_{m=1}^{M(l)} \sum_{n=1}^{N(l)} \frac{1}{2l+1} m_l^{mn} C_l^{mn} \cos(n\alpha) \tag{5-37}$$

式中，α 为轧板面上磁化方向与轧向的夹角。

式(5-9)表达了磁晶各向异性能的解析式，图 5-1 是磁晶各向异性简化参数 m 与取向关系的表达方式。计算式(5-35)所示的磁各向异性能分布函数 E(g′)时，需先获得相应的磁晶各向异性能极图。以轧板为例，晶粒某一〈hkl〉晶向在轧板坐标系内改变方位(α,β)时，轧向上磁各向异性能的变化就可以表达成相应的{hkl}磁晶各向异性能极图 $p_{hkl}(\alpha,\beta)$。因此，可以计算出晶粒的{100}、{110}、{111}、{112}等不用指数的磁晶各向异性能极图。

将整个取向空间均匀划分成 936 个取向子空间。每一在空间内均取一特征取向 $g_i(i=1,2,\cdots,936)$，g 可表达成式(1-1)所示的矩阵。在晶体坐标系内晶粒的(hkl)面法线方向指数$[hkl]=[\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3]$[参见式(5-9)和(1-1)]可转换成样品坐标系中的方向指数$[\gamma_1,\gamma_2,\gamma_3]$，且有

$$[\gamma_1,\gamma_2,\gamma_3] = g^{-1}[\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3] \tag{5-38}$$

极图上任一点(α,β)对应方向$[\beta_1,\beta_2,\beta_3]$，它与$[\gamma_1,\gamma_2,\gamma_3]$之间夹角 θ 为

$$\theta = \arccos\left(\frac{(\beta_1\gamma_1+\beta_2\gamma_2+\beta_3\gamma_3)}{\sqrt{\beta_1^2+\beta_2^2+\beta_3^2}\cdot\sqrt{\gamma_1^2+\gamma_2^2+\gamma_3^2}}\right) \tag{5-39}$$

参照式(5-9)有

$$E(g_i) = U(g_i) = U(\varphi_1,\Phi,\varphi_2) = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2+\alpha_2^2\alpha_3^2+\alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2+\cdots \tag{5-40}$$

根据参考文献[40]，对硅钢有 $K_1=3.26\times10^4\mathrm{J/m^3}$，$K_2=1.06\times10^4\mathrm{J/m^3}$。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

假设每一晶粒在极图上的极密度分布呈正态分布，则不同取向晶粒对磁晶各向异性能极图 $p_{hkl}(\alpha,\beta)$的贡献为：

$$p^i_{hkl}(\alpha,\beta) = vE(g_i)\exp(-\theta^2/\theta_0^2); \quad i = 1,2,\cdots,936) \tag{5-41}$$

式中，θ_0为正态分布宽度，定为5°，v 为1/936。将所有的取向磁晶各向异性能分布对极图 $p_{hkl}(\alpha,\beta)$的贡献累加起来则有。

$$p_{hkl}(\alpha,\beta) = \sum_{i=1}^{936} p^i_{hkl}(\alpha,\beta) \tag{5-42}$$

图5-16以极图的形式给出了所计算出的硅钢四种不同磁晶各向异性能的空间分布。

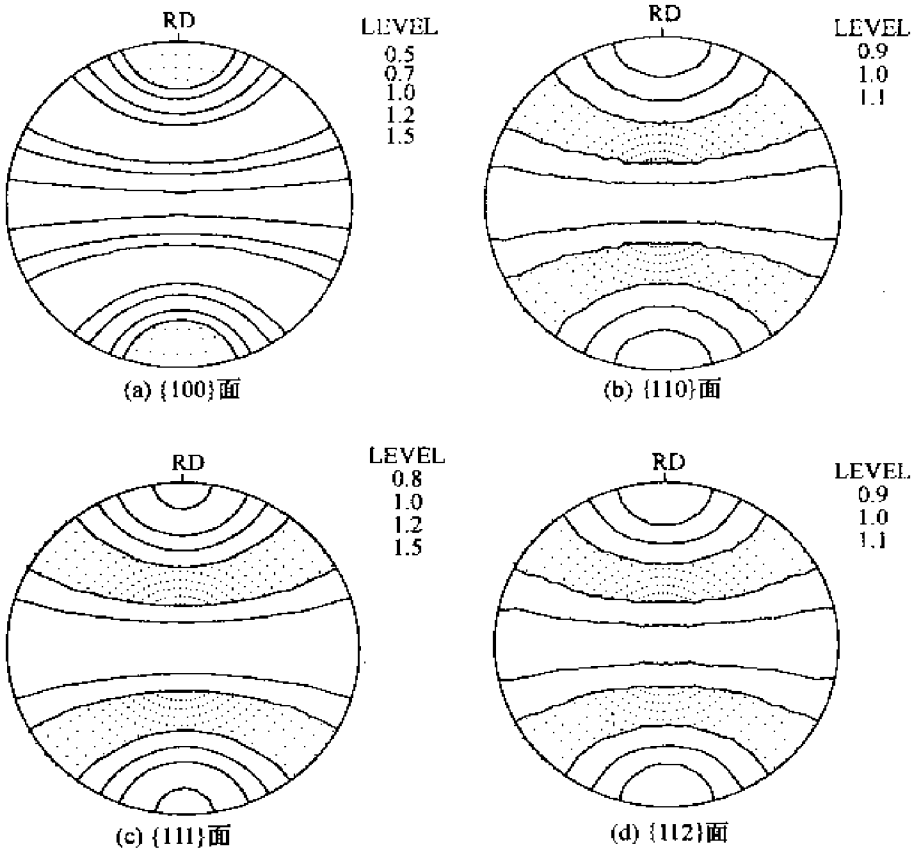
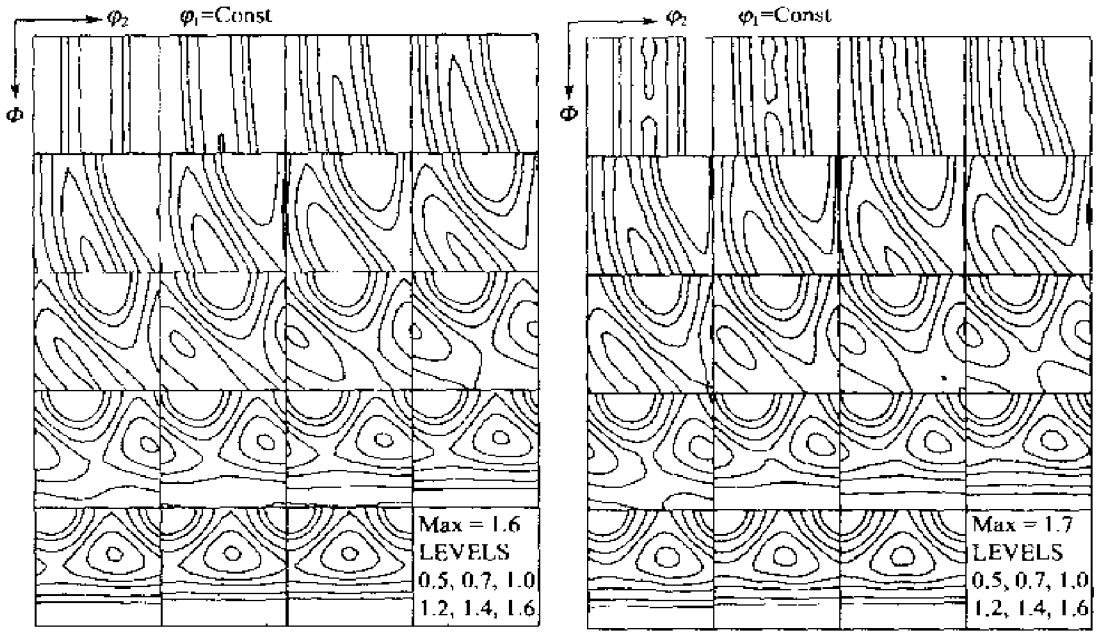


图5-16　磁晶各向异性能极图

从式(5-40)出发可以直接计算出磁各向异性能分布函数。也可以从式(5-42)出发，根据一般取向分布函数的计算原理计算出磁各向异性能分布函数。图5-17给出了相应对硅钢的计算结果。



(a) 磁晶各向异性能直接计算法　　(b) 取向分布函数的计算法

图 5-17　磁各向异性能分布函数

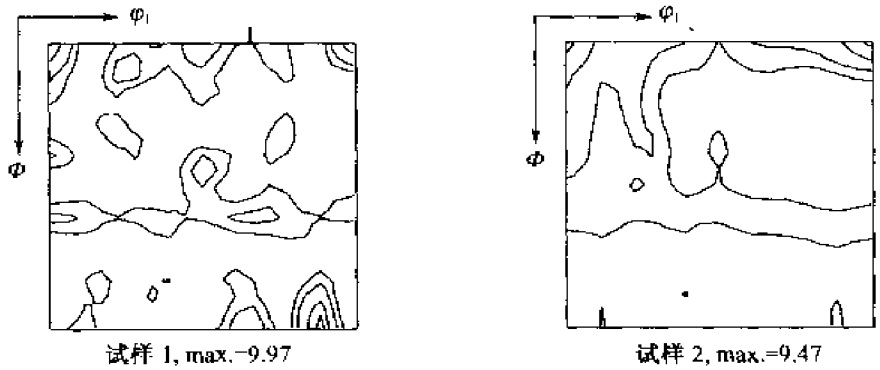
(密度水平：0.5, 0.7, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6)

三、多晶无取向硅钢织构与磁转矩的定量计算

根据磁转矩定义，多晶硅钢板板面上不同方向的磁转矩 $T(\alpha)$ 可由多晶体平均磁各向异性能对磁化方向与轧向的夹角 α 的一阶导数求得。参照式(5-37)有

$$T(\alpha) = -\frac{\mathrm{d}\bar{E}(\alpha)}{\mathrm{d}\alpha} = \sum_{l=0(2)}^{l_{\max}} \sum_{m=l}^{M(l)} \sum_{n=0}^{N(l)} \frac{-n}{2l+1} m_l^{mn} C_l^{mn} \sin(n\alpha) \qquad (5\text{-}43)$$

由此可根据取向分布函数计算平均磁各向异性能，进而计算出多晶材料各个



试样 1, max.=9.97　　试样 2, max.=9.47

图 5-18　无取向硅钢取向分布函数截面 $\varphi_2 = 45°$ 图

(密度水平：2, 4, 7, 9)

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

方向的磁转矩。

测量两种含 3%Si 无取向硅钢试样的取向分布函数如图 5-18 所示。在 0～180°的 α 角范围内直接测量磁转矩，结果如图 5-19 所示。

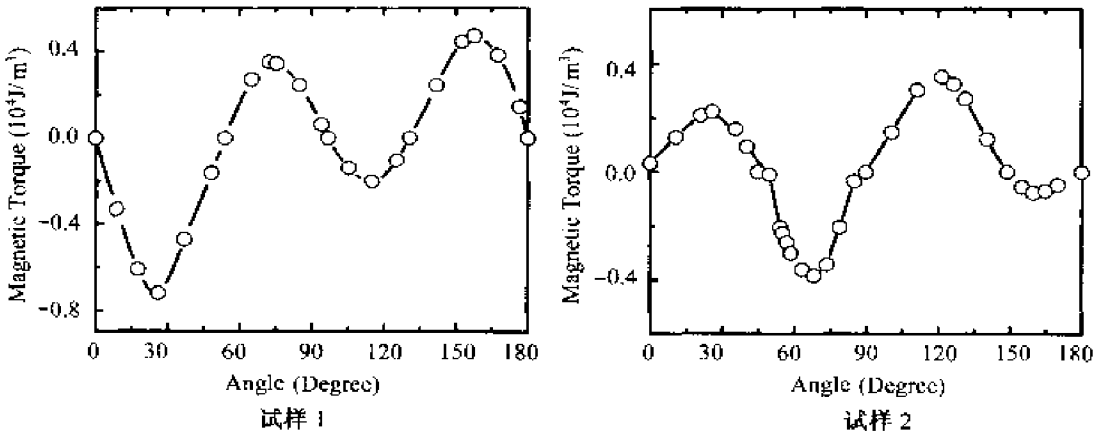


图 5-19　实测磁转矩曲线

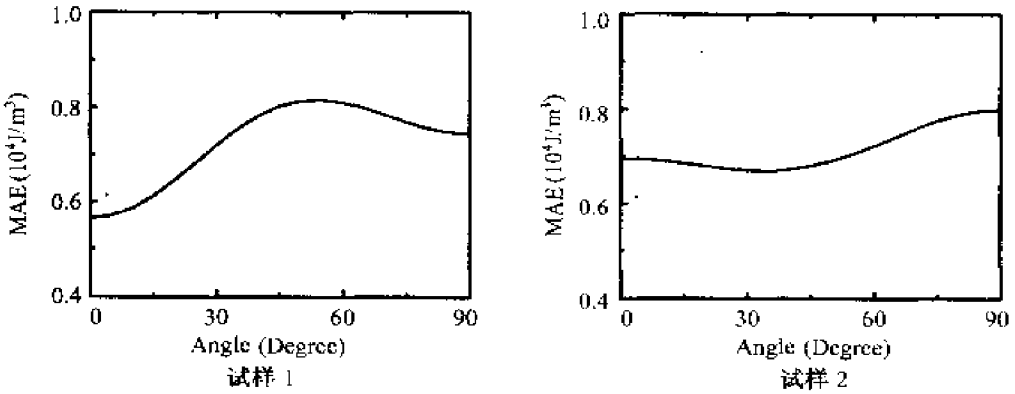


图 5-20　利用取向分布函数计算的平均磁各向异性能曲线

利用式(5-37)所计算的平均磁各向异性能结果展示于图 5-20。由图 5-20 可知，不同的织构会造成无取向硅钢不同的磁晶各向异性能曲线。试样 1 有较多的{001}〈110〉织构，在轧制方向上比较容易磁化，而在横向上比较难磁化。试样 2 在与轧向成 35°夹角的方向上最容易磁化，且磁各向异性能随 α 变化不大。两试样各向异性能的差异显然起因于不同的钢板织构。

利用式(5-43)可以计算出试样 1 和 2 的磁转矩曲线，计算结果如图 5-21 所示。计算结果与实测结果吻合的比较好，说明了织构对硅钢板磁转矩的重要影响。

计算的试样 1 和试样 2 磁转的矩绝对值低于实际测量值。产生这种误差的原

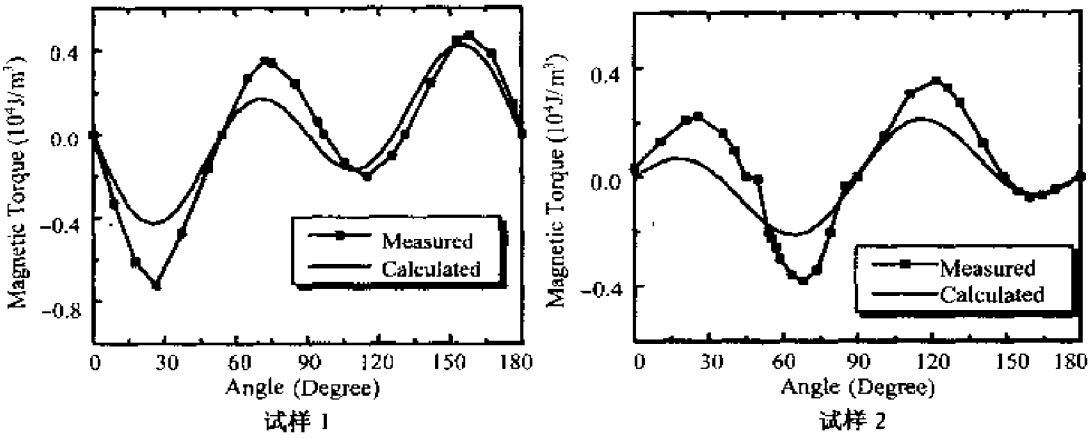


图 5-21　利用平均磁各向异性能计算的磁转矩曲线

因会有很多种。例如，计算过程忽略了晶粒磁化时的相互作用。在计算过程中要使用试样标准正交对称性简化计算，而实际硅钢试样相对于标准正交对称性的偏离程度也会导致误差。相应的改进工作尚有待深入进行。

四、取向硅钢织构与工程磁学性能

图 5-22 示意性地给出了电工硅钢磁化曲线[42]。其中影线部分为磁晶各向异性能，它是与轧向夹角 α 的函数，因此可表示成 $\overline{E}(\alpha)$。最大磁导率 μ_{max} 和磁感应强度 B 是电工硅钢常用的工程磁学性能，他们均是 α 的函数。最大磁导率可定义为

$$\mu_{max}(\alpha) = \left(\frac{B(\alpha)}{H \cdot \mu_0}\right)_{max} \tag{5-44}$$

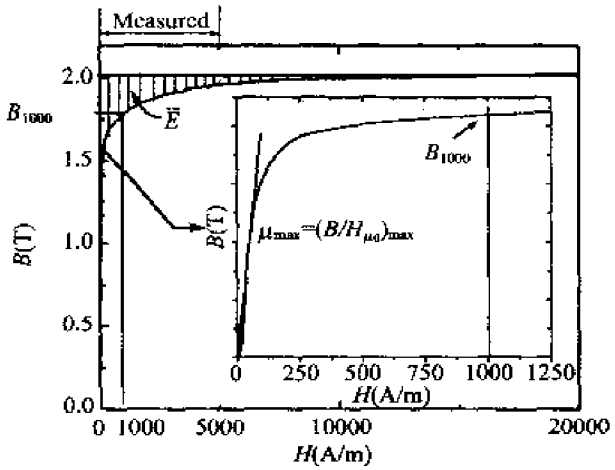


图 5-22　电工硅钢磁化曲线及工程磁学性能示意图

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

在磁化曲线上可以直接获得对应于特定磁场强度下的磁感应强度 $B(\alpha)$，其中磁场强度为 1000A/m 时的磁感应强度 $B_{1000}(\alpha)$是工业上常用的磁特性。

图 5-23 给出了国产取向硅钢的织构。钢板中有很强的{011}〈100〉织构，因而在轧向上应有很好的磁性能。根据钢板织构及式(5-37)可以计算出磁晶各向异性能曲线 $\overline{E}(\alpha)$，计算结果如图 5-24 所示[42]。可见，轧向上($\alpha=0°$)主要为各晶粒的〈100〉方向，因此有最低磁晶各向异性能。图 5-25 列出了该取向硅钢不同方向上实测的磁化曲线。从轧向出发，随着 α 角的上升，磁感应强度水平不断下降，同时最大磁导率也在下降〔参见图 5-25(a)〕。当 α 角大于 45°后发生了逆向的转变，即随 α 角的上升，磁感应强度水平又不断上升，同时最大磁导率也在上升〔图 5-25(b)〕。

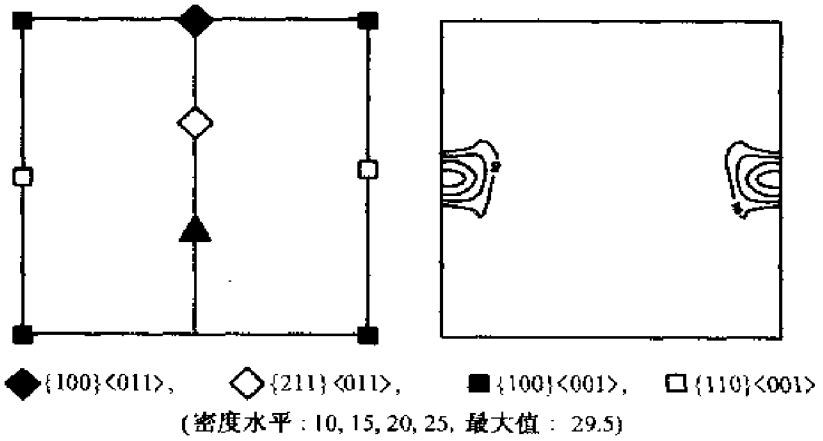


图 5-23 取向硅钢取向分布函数的 $\varphi_1=0°$截面图

对比图 5-24 与图 5-25 可以发现，磁晶各向异性能与最大磁导率的倒数成比例，既有

$$\overline{E}(\alpha) \propto \frac{1}{\mu_{max}(\alpha)} \qquad (5\text{-}45)$$

这一比例关系可以表达成线性关系

$$\frac{1}{\mu_{max}(\alpha)} = a\overline{E}(\alpha) + b \qquad (5\text{-}46)$$

图 5-26(a)描绘了磁晶各向异性能与最大磁导率倒数的对应关系，图 5-26(b)分析了二者的线性相关特性。其相关系

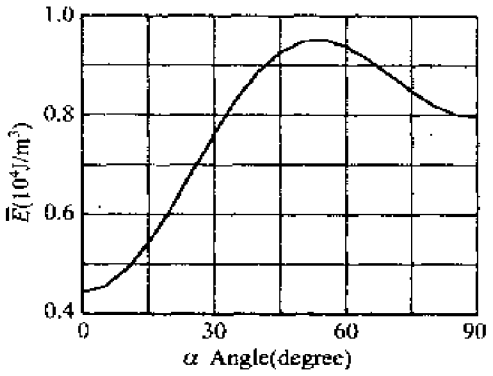


图 5-24 取向硅钢的磁晶各向异性能曲线(计算值)

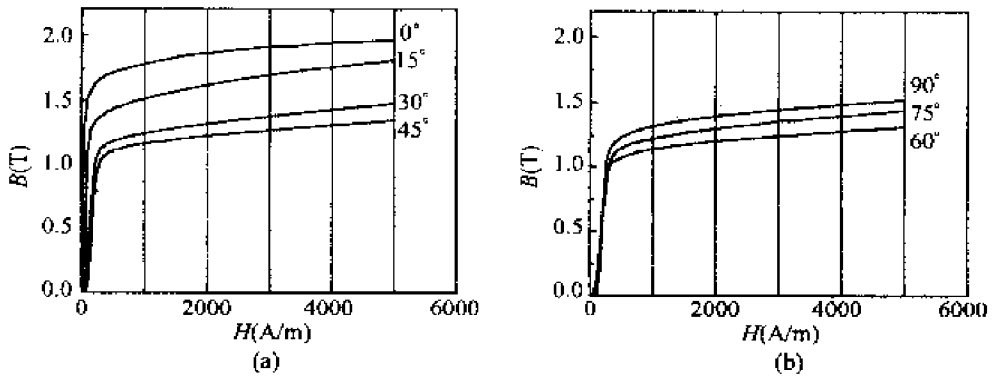


图 5-25　取向硅钢实测磁化曲线

数大于 0.98，因此有很好的线性相关性[42]。

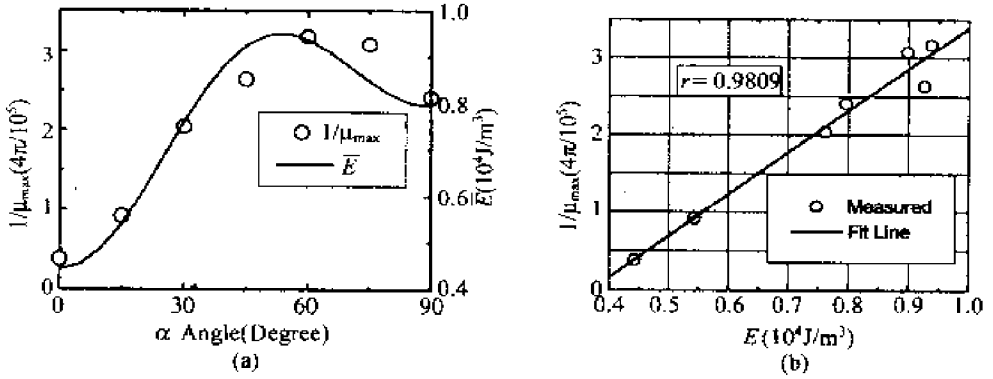


图 5-26　磁晶各向异性能与最大磁导率倒数的线性相关性

对比图 5-24 与图 5-25 还可以发现，磁晶各向异性能与磁感应强度的倒数也成比例，既有

$$\overline{E}(\alpha) \propto \frac{1}{B_{1000}(\alpha)} \tag{5-47}$$

这一比例关系可以表达成线性关系：

$$\frac{1}{B_{1000}(\alpha)} = c\overline{E}(\alpha) + \mathrm{d} \tag{5-48}$$

图 5-27(a)描绘了磁晶各向异性能与磁感应强度 B_{1000} 倒数的对应关系，图 5-27(b)分析了二者的线性相关特性。其相关系数大于 0.97，因此也有很好的线性相关性[42]。

分析图 5-22 可以发现，最大磁导率和磁感应强度水平的降低都会使磁化过程变难，并引起磁晶各向异性能的提高。目前人们还不十分了解磁化过程中最大磁导率、磁感应强度与磁晶各向异性能关系的内在物理本质。但从工程角度讲，

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

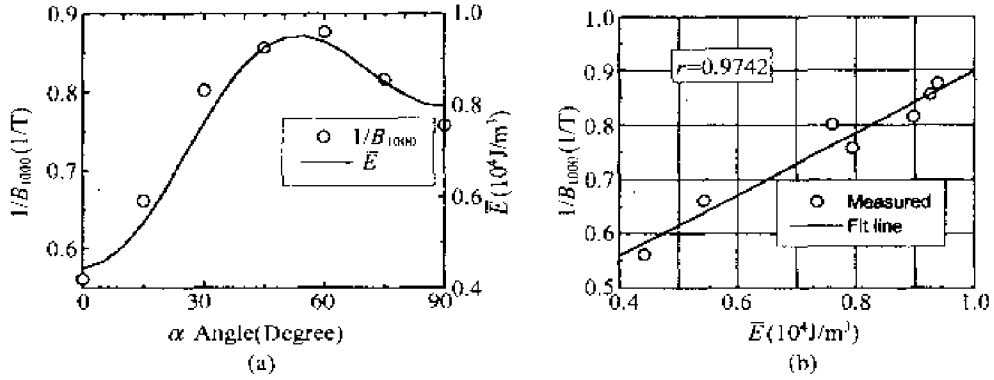


图 5-27　磁晶各向异性能与磁感强度倒数的线性相关性

若能找出其相互关系的数学表达方法就能够借助钢板织构计算出相应的磁学性能。图 5-28 给出了上述取向电工硅钢最大磁导率和磁感应强度实测值与计算值的对比。二者的相关程度已经能够满足工程材料对磁学性能的精度要求。这可为电工用钢铁材料最终性能的全程、连续、在线、精确、即时、无损地监测与检测提供一种技术支持。

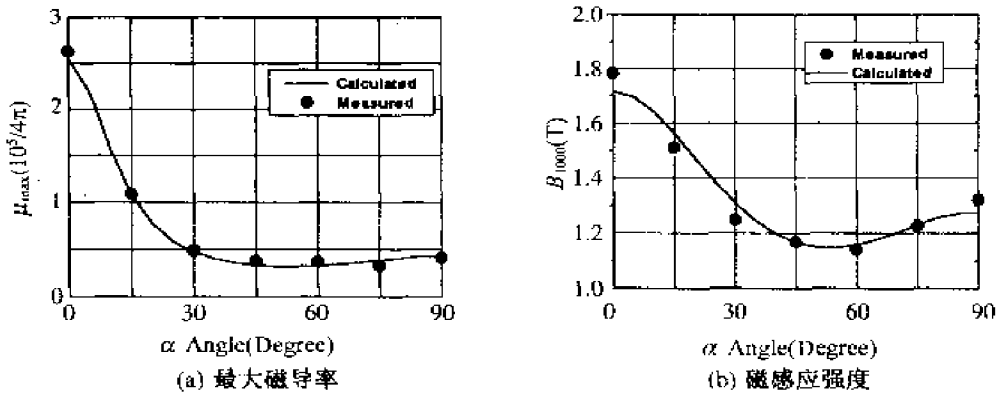


图 5-28　取向电工硅钢工程磁特性的实测与计算值的对比

§5-5　深冲压钢板塑性应变比无损检测

一、塑性应变比（r 值）无损检测原理

塑性应变比 r 值是描述金属板材冲压性能的重要力学性能指标。用 ε_p 和 ε_n 分别表示拉伸过程中垂直于拉伸方向的板面上某一方向和板法线方向的正应变，则 r 值定义为

$$r = \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_n} \tag{5-49}$$

对于以轧制方法生产的板材可用下标数字表示获得 r 值时拉伸方向与轧制方向夹角的角度(参见表 3-4)。工程上用 $\bar{r}$ 和 Δr 表示板材的平均塑性应变比和平均塑性应变比的各向异性程度，既有

$$\bar{r} = \frac{1}{4}(r_0 + 2r_{45} + r_{90}) \tag{5-50}$$

$$\Delta r = \frac{1}{2}(r_0 + r_{90} - 2r_{45}) \tag{5-51}$$

深冲压钢板通常追求尽可能高的 $\bar{r}$ 值和尽可能低的 Δr 值。

由第三章第三节可知，塑性应变比与板材的织构密切相关，因而根据板材织构确定其 r 值是相应无损检测的基本技术路线。本章第一节和第一章第四节讨论并介绍了无损获得板材织构信息的基本技术和各种设备。如果建立了织构与 r 值的换算模型，就可以借助本章第一节介绍的原则方法计算出板材的 r 值。

影响 r 值的因素很多，但主要的影响因素还是织构。但织构与 r 值的换算模型涉及金属多晶体的塑性变形晶体学，乃至非晶体学原理。相关的过程非常复杂，至今尚没有一个十分理想的换算模型。迫于工业应用的需求，一些人采取了一些经验方法来建立换算模型。例如 Müller[43] 观察到了钢板的弹性各向异性不仅与织构有密切联系，而且弹性模量与 r 值也有很好的相关关系。若设 E 为弹性模量，则对铝镇静钢、无间隙原子钢、含 P 高强钢、镀锌薄钢板等冲压钢有统计关系：

$$\bar{r} = \frac{101.44}{(\bar{E} - 38.83)^2} - 0.564 \tag{5-52}$$

$$\Delta r = 0.031 - 0.323\Delta E \tag{5-53}$$

式中，$\bar{E}$ 与 ΔE 的定义可参照式(5-50)与(5-51)。如果能够测定钢板不同方向上的弹性模量，或利用织构计算出弹性模量，则可借助式(5-52)和(5-53)推算出钢板的塑性应变比。

二、r 值的泰勒模型计算

经验性或统计性地推算塑性应变比一般会出现明显的不确定性和偶然性，因而被认为不是很可靠的方法。人们也尝试用能够明确表述物理过程的理论模型来计算 r 值。其中泰勒模型的应用就是一例。设单向拉伸的应变张量为

$$[\mathrm{d}\varepsilon_{ij}] = \mathrm{d}\eta \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -q & 0 \\ 0 & 0 & -(1-q) \end{bmatrix} \tag{5-54}$$

其中 $\mathrm{d}\eta$ 为拉伸方向的正伸长应变，$-\mathrm{d}\eta q$ 和 $-\mathrm{d}\eta(1-q)$ 是板面上垂直于拉伸方

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

向和垂直于板面的两个方向上的正收缩应变，q 为收缩率。如果这一应变在一单晶体内实现则应变功为

$$dA = \tau_0 M(q, g')d\eta \tag{5-55}$$

式中，τ_0 为临界切应力；M 是几何因子，它是应变张量的收缩率 q 及主应变坐标轴与晶体方位关系 g'（参见本章第一节）的函数。对于多晶体，M 值常取为多晶体加权平均几何因子 $\overline{M}$，多晶体取向分布函数 $f(g)$ 为权重。这样有

$$dA = \tau_0 \overline{M}(q, g_0)d\eta \tag{5-56}$$

参照本章式(5-5)有

$$\overline{M}(q, g') = \oint M(q, gg_0)f(g)dg \tag{5-57}$$

因为 $\overline{M}$ 是压缩比 q 的函数，所以参照式(5-8)可把 M 展成球级数展开式：

$$\overline{M}(q, \alpha) = \sum_{l=0(2)}^{l_{max}} \sum_{\mu=1}^{M(l)} \sum_{\nu=1}^{N(l)} \sum_{x=0}^{R} \frac{1}{2l+1} m_l^{\mu\nu} C_l^{\mu\nu} \cos\nu\alpha \cdot q^x \tag{5-58}$$

取 α 为 0°，45°或 90°，采用最小功原则有 $\frac{\partial \overline{M}(q, \alpha)}{\partial q} = 0$，因此有

$$\overline{M}(q, \alpha) = \sum_{\mu=0}^{R} \left[\sum_{l=0(2)}^{l_{max}} \sum_{\mu=1}^{M(l)} \sum_{\nu=1}^{N(l)} \frac{1}{2l+1} m_l^{\mu\nu} C_l^{\mu\nu} \cos\nu\alpha \right] \times xq^{x-1} = 0 \tag{5-59}$$

由式(5-59)可解出作最小功时的压缩比 $q_{min}(\alpha)$。这样即可如下算出不同 α 角处的 r 值为

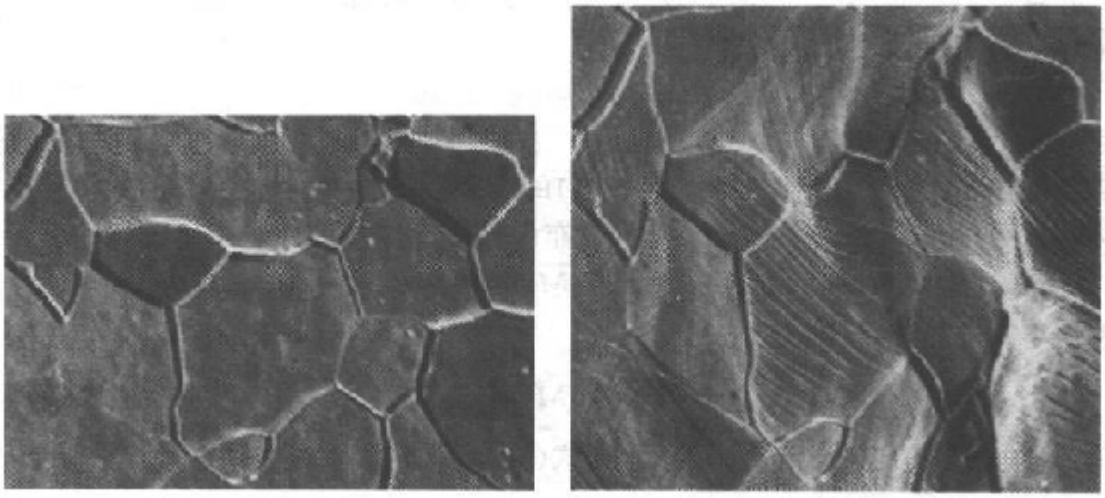
$$r(\alpha) = \frac{q_{min}(\alpha)}{1 - q_{min}(\alpha)} \tag{5-60}$$

三、r 值检测技术的进一步改进

泰勒塑性变形模型能够反映出多晶体高变形量时的许多晶体学特征。虽然该模型有很多局限性(参见第二章第二节)，但仍是一个被广泛接受的晶体学变形模型。然而多晶体的 r 值通常是在拉伸变形量低于 15% 时的塑性应变比。这涉及到多晶体的屈服行为及其低塑性变形范围内的应变行为，因而与泰勒模型的基本设想很不一致。这也是上述 r 值泰勒模型计算不能真正实际应用的重要原因。

图 5-29 给出了退火无间隙原子钢板的组织及冷轧约 6% 后的微观组织。多晶体内各晶粒的晶体学屈服行为很不相同，因而会造成很不相同的应变状态。泰勒模型用统一的边界条件来约束各晶粒的变形，所以不可能真实地表达多晶体低应变变形时的行为。

可以看出，多晶体屈服后会出现特定的位错滑移痕迹，表明一晶粒的屈服变形行为必然会受到与其邻接的其他取向晶粒，即晶界两侧取向差的限制和直接影响，甚至会受到次近邻晶粒的间接影响。人们借助制备双晶或三晶并进行塑性变形实验来分析晶界及不同取向差对晶粒变形行为的影响[44-46]，因而在取向差和



(a) 退火组织　　(b) 冷轧组织

图 5-29　无间隙原子钢板组织

应力状态对各晶粒应变的影响上有了一定的了解。如果以此为基础，对多晶体的屈服及低应变范围的塑性变形行为作深入研究，则有可能利用多晶体取向分布及取向差分布更精确地分析计算其塑性应变比[34]。同时也应适当注意晶粒形状、尺寸等非晶体学取向因素对塑性应变比的影响。

§5-6　金属材料检验中的一些织构问题

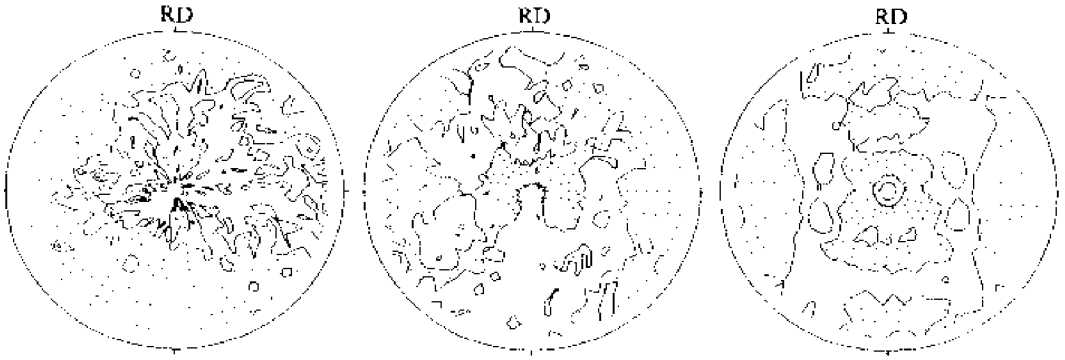
一、物相定量分析

X 线强度直接比较法已被广泛地应用于测定双相材料的相体积百分比。如测量淬火钢中残余奥氏体含量。在用此法测相含量时有时假定材料中没有织构。由于织构的普遍性，这一假定对多晶金属材料往往不适用。在一些情况下材料中的织构对材料的使用没有明显的影响。但是在进行物相定量分析时，忽略织构影响很容易造成较大偏差。举例来说，淬火马氏体形成时与奥氏体母相保持一定取向关系。在两相必须同时测量的几何条件下很难测得直接可比较的两相衍射峰，这样势必造成较大误差。

如对 0Cr18Ni9 奥氏体不锈钢常用直接比较法[47]对铁素体与奥氏体相作定量分析。分析时首先要测定各相某一衍射峰强度，如铁素体（α 相）的{200}衍射和奥氏体（γ 相）的{220}衍射。这是在一定测量几何条件下在相应的 2θ 角附近测得的。所谓的一定测量几何条件指的是确定的极图 α 和 β 角（参见第一章），即样品绕样品表面横向轴的转动（α 角）和样品绕样品表面法线的转动（β 角）。通常作 X

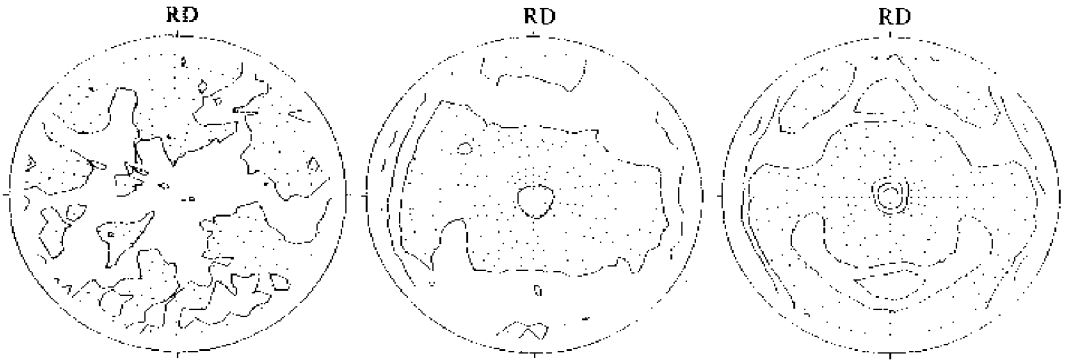
标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

射线物相定量分析时这两个角都取零度。图 5-30 和图 5-31 是奥氏体钢不同冷轧变形量时测得的 α 相{200}和 γ 相{220}不完整极图[48]。从中可以看出，即便在没有变形的状态下随着 α 和 β 角的变化极图上各点(α, β)的密度也是不一样的[图 5-30(a)、图 5-31(a)]。随变形量的增加($\alpha = 0°$, $\beta = 0°$)，点附近的密度也在增加(图 5-30 和图 5-31 各极图中心处)，因而对物相定量分析的影响也会变大，即织构的影响变大。如果对这一影响不修正，则定量值的误差是不可避免的。



(a) 冷轧 0%　(b) 冷轧 55%　(c) 冷轧 90%

图 5-30　α 相不同冷轧变形量时的{200}极图(密度水平 1，2，4，7)



(a) 冷轧 0%　(b) 冷轧 55%　(c) 冷轧 90%

图 5-31　γ 相不同冷轧变形量时的{220}极图(密度水平 1，2，4)

一般通过

$$\frac{I_\gamma}{I_\alpha} = \frac{R_\gamma C_\gamma}{R_\alpha C_\alpha} \tag{5-61}$$

$$C_\alpha + C_\gamma = 1 \tag{5-62}$$

可求得 α 相和 γ 相的体积分数 C。其中 I 是衍射强度，R 因子是相应的综合校正参数。如果考虑修正织构的影响，采用多测样品面取平均衍射值或多测衍射峰取

平均分数值等办法不能根本解决问题。正确的办法是将等式(5-61)改为

$$\frac{I_\gamma}{I_\alpha} = \frac{R_\gamma T_\gamma C_\gamma}{R_\alpha T_\alpha C_\alpha} \tag{5-63}$$

式中，T 是各相在确切的(α,β)处的织构因子。这里织构因子表示的是：测量某相{HKL}衍射峰时，一些晶体在该相内的体积分量，而且这些晶体的{HKL}晶面法线聚集在X线所照射的样品表面范围 ΔS 内。ΔS 也应该是取得衍射强度 I_α 或 I_γ 值的X线照射范围。即有

$$T = p\Delta S = p(\alpha,\beta)\Delta S \tag{5-64}$$

p 是相应〈HKL〉向的极密度，受测量角 α,β 的影响。当所测两相衍射角 2θ 差别不大时有

$$\Delta S_\alpha \approx \Delta S_\gamma \tag{5-65}$$

这样可将式(5-63)改为

$$\frac{I_\gamma}{I_\alpha} = \frac{R_\gamma p_\gamma C_\gamma}{R_\alpha p_\alpha C_\alpha} \tag{5-66}$$

要取得准确的 p_α 和 p_γ，应备有相应的完整极密度分布，从而可以在归一化后的极密度分布上取得任一(α,β)点上准确的极密度值 p。单用反射法或透射法不能测得完整极密度分布。用这两种方法结合可以测得完整极密度分布。也可只用反射法测定样品不完整极密度分布值 $p_{实}(\alpha,\beta)$，然后计算取向分布函数求得归一化因子 N，进而对不完整极密度分布进行归一化处理，从中取得相应的极密度值 $p(\alpha,\beta)$。

X线束照射样品表面的面积受衍射角 2θ 影响。人们熟知，α 相{200}和 γ 相{220}衍射峰既不重叠又离的很近。因此测量时可以认为式(5-65)成立。对未归一的实测极密度分布数据 $p_{实}(\alpha,\beta)$有

$$p_\alpha(\alpha,\beta) = N_\alpha \cdot p_{\alpha实}(\alpha,\beta) \tag{5-67}$$

$$p_\gamma(\alpha,\beta) = N_\gamma \cdot p_{\gamma实}(\alpha,\beta) \tag{5-68}$$

将式(5-67)和(5-68)代入式(5-66)有

$$\frac{I_\gamma}{I_\alpha} = \frac{R_\gamma p_\gamma(\alpha,\beta)C_\gamma}{R_\alpha p_\alpha(\alpha,\beta)C_\alpha} = \frac{R_\gamma N_\gamma p_{\gamma实}(\alpha,\beta)C_\gamma}{R_\alpha N_\alpha p_{\alpha实}(\alpha,\beta)C_\alpha} \tag{5-69}$$

因此用式(5-62)和(5-69)算得的两相体积分数就排除了织构的影响。图5-32给出了对0Cr18Ni9钢冷轧过程的相应物相定量分析结果。

表5-2列出了上述相定量分析的相关数据[50]，其中包括在固定的 α,β 角处测得的未归一极密度值 $p_{\alpha实}$、$p_{\gamma实}$和由取向分布函数算得的归一化因子 N_α、N_γ。另外还有消除织构影响修正前后的两组分析。修正前 α 与 γ 相体积百分比受轧制变形的影响没有明显规律，似乎 α 相的含量基本保持不变。修正后 α 相的含量随变形逐渐增多，规律较明显。这一规律由图5-32清楚地表示出来。因此物相定量分析数据是否经过修正织构影响有时可使结果发生质的变化。观察金相组织

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

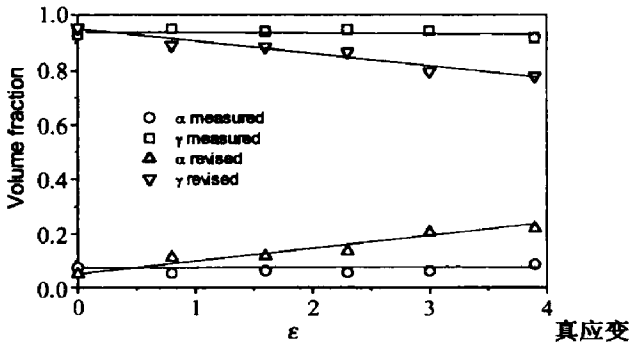
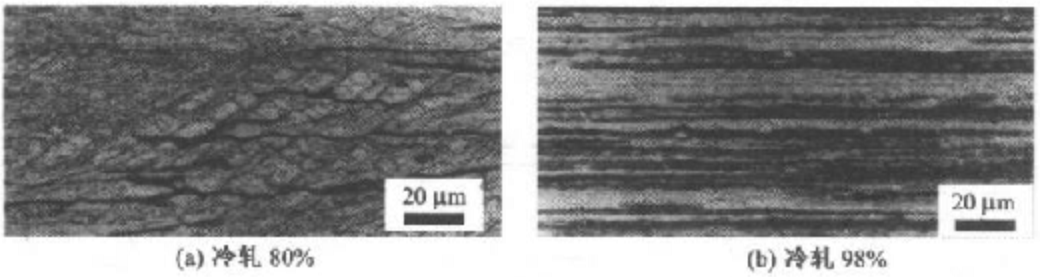


图 5-32　0Cr18Ni9 钢冷轧过程的相定量分析

可以直观看出 α 相(图 5-33 中深色条状组织)的体积量已超过 10%，而且 98%轧制度时 α 相的含量〔参见图 5-33(b)〕远远超过 80%轧制度时的含量〔图 5-33(a)〕。因而证实了修正过的数据比没修正过的准确得多(参照表 5-2)。从上述结果可以看出在轧制应力下 γ 相不是十分稳定的相，随着变形量的增加一部分 γ 相转变成 α 相。而只有对物相定量分析的数据进行消除织构影响修正后才能将这一现象清楚地显示出来。



(a) 冷轧 80%　　(b) 冷轧 98%

图 5-33　0Cr18Ni9 钢冷轧变形组织

表 5-2　冷轧 0Cr18Ni9 不锈钢消除织构影响修正前后的相定量分析

轧制压下量(%)	真应变 ε	修正前相体积(%) α	修正前相体积(%) γ	归一化因子 N_α	归一化因子 N_γ	未归一极密度 $p_{\alpha实}$	未归一极密度 $p_{\gamma实}$	修正后相体积(%) α	修正后相体积(%) γ
0	0.0	7.4	92.6	0.92	1.03	1.62	0.94	4.9	95.1
55	0.8	5.2	94.8	1.08	1.40	1.41	2.47	11.1	88.9
80	1.6	6.2	93.8	0.81	1.16	3.21	4.45	11.6	88.4
90	2.3	5.5	94.5	0.95	1.34	2.32	5.67	13.4	86.6
95	3.0	6.0	94.0	0.90	1.27	1.67	4.81	20.5	79.5
98	3.9	8.6	91.4	0.75	1.46	2.55	3.91	22.1	77.9

注：测量所对应的极图角：$\alpha = 5°$，$\beta \approx 70°$衍射峰：α 相{200}，γ 相{220}，$R_\alpha = 0.50$，$R_\gamma = 0.64$。

二、物相构成的判定分析

多相材料的检测分析中有时会遇到物相组成的判定问题。在各物相中存在织构的条件下有可能利用织构的特征来作物相判定。下面举例说明。

(Tb,Dy)Fe_2 金属间化合物巨大的磁致伸缩使它在近些年得到了广泛的关注。用粉末烧结法制造(Tb, Dy)Fe_2 金属间化合物时需严格控制化学成分的均匀性，以保证材料的磁性能。(Tb, Dy)Fe_2 金属间化合物属于立方晶系的 Laves 相。在保持结构类型不变的情况下其化学成分可以在很大的范围内变动。例如对 $Tb_xDy_{1-x}Fe_2$ 材料，当 x 取 0 至 1 之间的任何值时其点阵常数都不发生明显变化。$TbFe_2$ 与 $DyFe_2$ 的点阵常数分别是 0.7341nm 和 0.7325nm。因此采用结构分析法不能确定材料成分的均匀性。Tb 与 Dy 是元素周期表镧系元素内两个近邻的元素，其原子序数分别是 65 和 66，二者化学性质极为接近，因此用通常的化学方法亦难以在微观上区分这两种元素，如在电子能谱分析中 Tb 和 Dy 的能谱峰位也重叠在一起因而不能区分二者的相对量。但是二者与 Fe 分别组成 Laves 相时它们的易磁化性能却截然不同。$TbFe_2$ 的易磁化方向为〈111〉，$DyFe_2$ 的易磁化方向为〈100〉，而(Tb, Dy)Fe_2 的易磁化方向为〈112〉[51]。因此有可能利用其易磁化特性分析出(Tb,Dy)Fe_2 基合金相的组成。

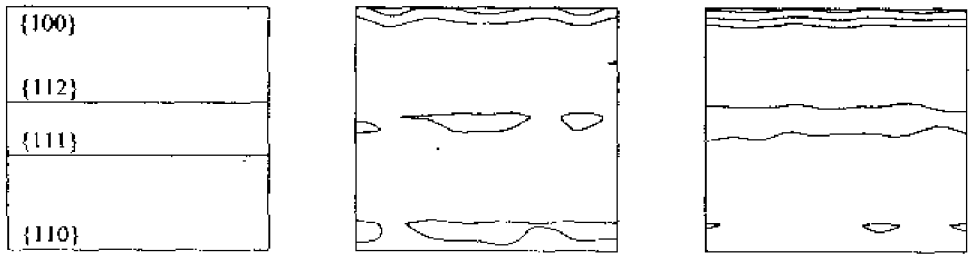


图 5-34　$Dy_{0.73}Tb_{0.27}Fe_{1.80}$合金端面与中间截面的取向分布函数 $\varphi_2=45°$截面图

将颗粒平均直径小于 10μm 的粉末制成 ϕ8mm×10mm 的试样，在 10kOe 径向磁场下作振动取向化处理，随后在 4t/mm^2 的压力下将试样压实并作 1100℃ 烧结。图 5-34 给出了用此方法制备出的 $Dy_{0.73}Tb_{0.27}Fe_{1.80}$合金试样端面与中间截面的取向分布函数。图中 $\varphi_1=0°\rightarrow90°$，$\Phi=41°$，$\varphi_2=45°$表示了 $\varphi_2=45°$截面上的一条线。这条线上取向分布函数值的高低反映了各晶粒〈112〉方向在样品径向附近分布的情况。图中 $\varphi_1=0°\rightarrow90°$，$\Phi=0°$，$\varphi_2=45°$表示了 $\varphi_2=45°$截面上的另一条线。这条线上取向分布函数值的高低反映了各晶粒〈100〉方向在样品径向附近分布的情况。由图 5-34 可以看出，粉末试样中各晶粒取向的择优分布主要表现为〈112〉方向分布于径向附近($\Phi=41°$)或〈100〉方向平行于径向($\Phi=0°$)，而且随着

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

取向化处理效果由端面到中间截面的增强，这种择优分布情况进一步加强。另外晶粒取向的其他少许聚集现象，[如图 5-34(b)、(c)中高 Φ 角处]不很稳定聚集，随取向化处理效果的增强，这种不稳定聚集现象随之消失。

纤维织构定量分析[20]可以更明确地显示出晶粒取向的上述分布及变化情况。表 5-3 给出了对样品端面与中间截面〈112〉//径向和〈100〉//径向等纤维织构定量计算结果。其中〈112〉纤维织构与〈100〉纤维织构组分表示了各晶体〈112〉方向或〈100〉方向在径向附近的正态散布量和正态散布宽度。由表 5-3 可以看出，取向化处理没有能使大部分晶粒呈现择优取向，半数以上晶粒的取向仍是随机分布。在择优取向的晶粒中多数晶粒的〈100〉方向散布在径向附近。只有较少晶粒，其〈112〉方向散布在径向附近。另外也可看出，从端面向中间截面随取向化处理效果的增强晶粒择优取向的现象也愈加明显，但〈112〉纤维织构与〈100〉纤维织构同时增长，增长相对量也大体相等。由散布宽度的变化可以看出，这两相织构变化的差别在于随取向化处理效应的增强，〈112〉纤维织构中各晶粒的相应〈112〉方向更加接近径向，而〈100〉纤维织构中各晶粒的相应〈100〉方向则不呈现这种变化。

表 5-3　纤维织构定量分析

织构组分	〈112〉纤维织构		〈100〉纤维织构		随机组分
	百分比%	散布宽度	百分比%	散布宽度	百分比%
端面	9.5	14.9°	21.2	8.2°	69.3
中间截面	14.4	11.3°	30.4	8.6°	55.3

$TbFe_2$ 是磁晶各向异性很强的材料，其易磁化方向为〈111〉。为了在实际应用中需降低其磁晶各向异性以降低磁化直流偏场。因此需在 $TbFe_2$ 中加入与之磁致伸缩同向而 K_1(及 K_2)值相反的 $DyFe_2$(易磁化方向为〈100〉)，组成复合(Tb, Dy)Fe_2 相。这样可获得弱磁晶各向异性的磁致伸缩材料[52]。由此可见，检验 $TbFe_2$、$DyFe_2$ 及复合(Tb, Dy)Fe_2 相的形成情况是保证材料优良磁致伸缩性能的重要手段。

由表 5-3 的结果可以看出材料内至少存在两种易磁化方向不同的相，即易磁化方向为〈100〉的 $DyFe_2$ 基 Laves 相和易磁化方向为〈112〉的(Tb, Dy)Fe_2 基 Laves 相。如果用 RFe_2 表示合金中的 Laves 相，则可以推断以〈112〉为易磁化方向的相中 R 包括 Tb 和 Dy，而以〈100〉为易磁化方向的相中 R 主要是 Dy。

由 Atzmony 等[53]确定的室温 $TbFe_2$ 磁晶各向异性常数为 $K_1 = -11 \times 10^{-1}$ J/cm^3，$K_2 = 1.1 \times 10^{-1}$ J/cm^3，$DyFe_2$ 磁晶各向异性常数为 $K_1 = 7.2 \times 10^{-1}$ J/cm^3，$K_2 = -1.5 \times 10^{-1}$ J/cm^3。由此可以推算出[36] $TbFe_2$ 的磁晶各向异性能 $E_{(100)\ (111)}$ 约为 3.626×10^{-1} J/cm^3，$DyFe_2$ 的磁晶各向异性能 $E_{(111)\ (100)}$ 约为

2.344×10^{-1}J/cm^3。可见 $TbFe_2$ 的磁晶各向异性能高于 $DyFe_2$。磁晶各向异性能可成为粉末颗粒在磁场下发生转动的驱动力，所以在取向化处理时以 $TbFe_2$ 为主的晶粒其〈111〉方向容易转到径向上来，而以 $DyFe_2$ 为主的晶粒其〈100〉方向转向径向的倾向要小一些。由这两相互溶构成的(Tb, Dy)Fe_2 的晶粒其〈112〉方向则会转到径向上来。由于未观察到〈111〉纤维织构(参见图 5-34)，所以试样内应不存在 $TbFe_2$ 相。

三、其他材料检测中的织构问题

在现代材料科学的发展中不断涌现出新的材料结构体系。同时为改变一些传统材料的性能，其结构体系也会变得多元化和复杂化。例如在一些材料体系中常会借助加入新的元素组元以提高某方面的性能。新组元在结构中的位置对相关性能往往会有至关重要的影响，因此检测新组元原子的结构中的占位就成为了研究新材料的常用检测手段[54,55]。借助 X 射线或中子射线衍射测定晶体材料的结构因子可以获取原子在结构中的占位信息[56]。

以 X 射线衍射为例，X 射线的衍射强度 I 可表达成

$$I = \frac{I_0}{32\pi R}\frac{e^4}{m^2c^4}\frac{\lambda^3}{V_0^2}VF_{hkl}^2P\frac{1+\cos^2\theta}{\sin^2\theta\cos\theta}\exp[-2M(\theta)]A(\theta) \tag{5-70}$$

式中有

I_0：入射线强度　　R：样品到衍射线强度记录处的距离

e：电子的电荷　　m：电子的质量

V_0：晶体单胞体积　　V：被 X 射线照射的粉末样品体积

P：多重因子　　θ：半衍射角

e^{-2M}：温度因子　　λ：入射线波长

c：光速　　$A(\theta)$：吸收因子

其中 I_0、R、e、m、c、V_0、V，和 λ 对各衍射线均相等，所以可令

$$K = \frac{I_0}{32\pi R}\frac{e^4}{m^2c^4}\frac{\lambda^3}{V_0^2}V \tag{5-71}$$

把与 θ 角有关的各项归纳在一起，令

$$S(\theta) = \frac{1+\cos^2\theta}{\sin^2\theta\cos\theta}\exp[-2M(\theta)]A(\theta) \tag{5-72}$$

这样有

$$I = KF_{hkl}^2PS(\theta) \tag{5-73}$$

或

$$F_{hkl}^2 = I/K\,P\,S(\theta) \tag{5-74}$$

这里结构因子 F_{hkl}^2 包含了全部原子占位的信息[56]。但是式(5-74)中衍射强度 I 并未考虑到织构的影响，因此当材料中有织构存在时会在上述的结构分析中

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

引起偏差。因此这里也需要借助类似于式(5-61)至(5-66)所描述的方法对衍射强度先作织构修正，然后再作原子占位计算才可以得到较真实的结果[54]。

凝固、变形、相变、加热冷却等过程，相关的塑性加工、焊接、热处理、表面处理等过程，以及承受力学载荷的条件下均有可能在晶体工程材料中造成一定的内应力或残余应力。因此应力检测是工程材料研究与应用领域里非常重要的检测项目。这种检测可以通过力学或 X 射线衍射的方式完成。其基本原则是先测定不同方向的晶体应变，再借助弹性力学的原理计算出应力数据。应该注意到，X 射线所检测到的是晶体结构所发生的应变。晶体结构的周期性和各向异性使传统各向同性弹性力学原理不再适用。同时，对于具有较强织构的多晶材料，其弹性变形行为不可避免地因周围各向异性环境的约束而偏离正常的弹性行为。因此在测定应力时就需要考虑织构对测量结果的影响[55,56]。织构对应力测定的影响比较复杂，针对各种材料会有不同的影响。相关的理论也有待进一步完善。

由上述分析可以看到，织构的存在会对一系列射线检测结果产生重要影响。通常需要避免这种影响给检测结果带来的偏差，有时也可以利用这种影响以达到某种检测的目的。总而言之，对所有射线检测来讲，织构对检测结果的影响应该引起人们广泛的重视。

参 考 文 献

[1] 毛卫民，张新民. 晶体材料织构定量分析. 北京：冶金工业出版社，1993

[2] Bunge H J. The relation between preferred orientation and the Lankford parameter r of plastic anisotropy. Arch. Eisenhüttenwes., 1981, **52**: 407～411

[3] 王润. 金属材料的物理性能. 北京：冶金工业出版社，1985

[4] Szpunar J, Ojanen M. Texture and magnetic properties of Fe-Si steel. Metall. Trans., 1975, 6A: 561～567

[5] Gol'dshteyn V Ya, Verbovetskaya D E. The texture state which provides the high magnetic properties of isotropic electrical engineering steels. Phys. Met. Metall., 1981, **52**: 818～822

[6] Böttcher W, Kopineck H J. über ein Röntgentexturmeßverfahren zur Zerstörungfreien on-line-Bestimmung Technologischer Kennwerte von Kaltgewaltzten Stahlbändern. Stahl u. Eisen, 1985, **105**: 509～516

[7] Kopineck H J. On line texture measurement in a production line. In: Bunge H J. Exerimental Techniques of Texture Analysis. Oberursel: DGM-Informa-tionsgesellshcaft, 1980. 171～180

[8] Bunge H J. Über die elastischen Konstanten kubischer Materialien mit beliebiger Textur, Kristall & Technik, 1968, **3**: 431～438

[9] Spies M, Schneider E. Nondestructive analysis of textures in rolled sheets be ultrasonic techniques. Textures and Microstructures, 1990, **12**: 219～231

[10] Borsutzki M, Thoma C, Bleck W, Theiner W. On-line-Bestimmung von Werkstoffeigen-schaften an kaltgewaltzem Blech. Sthal u. Eisen. 1993, **113**: 93～99

[11] Mao W, Wang X, Zhang S, Kong B. Formation of annealing texture in IF steel sheet. In: Zhang S, et al. Proc. inter. conf. HSLA., Beijing: Metal Society of China, 1995. 175～178

[12] 毛卫民. 极图的不完整性对板材织构信息的影响. 物理测试，1993，(6)：246～249

[13] 毛卫民，余永宁，李波涛. 极图数据与板材织构信息. 北京科技大学学报，1995,17(5)：434～438

[14] 毛卫民，佘永宁，曾燕屏. 深冲钢板在线检测技术的探讨. 北京科技大学学报，1996，**18**：136～140
[15] 毛卫民. 板材织构定量分析方法. 物理测试，1992，(3)：44～49
[16] List F A, et al. High Jc YBCO films on biaxially textured Ni with oxide buffer layers deposited using electron beam evaporation and sputtering. Physica C, 1998, **302** (1): 87～92
[17] Chen N, Mao W, Yu Y, Yang H, Zhang Y. A method of quantitative fiber texture analysis. In: Laing Z, et al. Proc. 11th. inter. conf. Textures of Materials. Beijing: International academic publishers, 1996. 81～83
[18] Bunge H J. General outline and series expansion method. In: Bunge H J, Esling C. Quantitative Texture Analysis. Oberursel: DGM-Informations-gesellschaft, 1981. 1～72
[19] Lücke K, Pospiech J, Virnich J, Jura J. On the problem of the reproduction of the true orientation distribution from pole figures. Acta Metall., 1981, **29**: 167～183
[20] Hirsch J, Lücke K. Texture analysis with the help of model functions. In: Bunge H J. Theoretical Methods of Texture Analyisis. Oberursel: DGM-Informationsgesellschaft, 1987. 53～62
[21] 李树棠. 金属 X 射线衍射与电子显微分析技术. 北京：冶金工业出版社，1980. 31～39
[22] Bunge H J, Puch K H. Principles of texture goniometer measurements. Z. Metallkde., 1984, **75**: 124～132
[23] Pospiech J, Lücke K. The rolling textures of copper and α-brasses discussed in terms of the orientation distribution function. Acta Metall., 1975, **26**: 997～1007
[24] Wright S I, Adams B L. Automated Lattice Orientation Determination from Electron Backscatter Kikuchi Diffraction Patterns. Textures and Microstructures, 1991, **15**～**18**: 273～278
[25] Jensen D J, Schmidt N H. Local Texture Measurements by EBSP. New Computer Procedures. Textures and Microstructures, 1991, **15**～**18**: 97～102
[26] Gottstein G, Engler O. Local texture measurement with the scanning electron microscope. Journal De Physique, 1993, **3**(7): 2137～2142
[27] MacKenzie J K. The distribution of rotation axes in a random aggregate of cubic crystals. Acta Metall., 1964, **12**: 223～225
[28] Morawiec A. Misorientation angle distribution of randomly oriented symmetrical objects. J. Appl. Cryt., 1995, **28**: 289～289
[29] Mao W, Zhu G, Yu Y. A method of misorientation distribution calculation using ODF data. In: Szpunar J A. Proc. 12. inter. conf. *Textures of Materials*. Montreal: NRC Reaech Press, 1999. **1**: 92～97
[30] Zhu G, Mao W, Yu Y. Calculation of misorientation distribution between recrystallization grains and deformed matrix. *Scripta Mater.*, 2000, **42**(1): 37～41
[31] Hirsch J, Lücke K. Mechanism of Deformation and Development of Rolling Texture in Polycrystalline FCC Metals. Acta metall., 1988, **36**: 2863～2927
[32] 宋国辉，毛卫民，佘永宁，陈楠. 金属再结晶过程中晶粒取向差分布的统计计算方法. 北京科技大学学报，1997，**19**：542～545
[33] Hirth S, Gottstein G. Microtexture of discontinuous precipitation in an Al-2.8at% Ag-Ga-alloy. In: Liang Z, et al. Proc. 11th. inter. conf. Textures of Materials. Beijing: International Academic Publishers, 1996. **2**: 1339～1344
[34] Mao W. Analysis of misorientation distribution in polycrystalline aluminum sheet by using ODF data. Mat. Sci. & Eng., 2001, **300**A: 80～84
[35] Mao W, Hirsch J, Lücke K. Influence of the cube starting texture on rolling and recrystallization texture development. In: Kallend J S, Gottstein G. Proc. 8th inter. conf. Textures of materials. Santa Fe: The

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

Metallurgical Society, 1988. 613～618

[36] 宛德福, 罗世华. 磁性物理. 北京: 电子工业出版社, 1987

[37] Bitter F. Introduction to ferromagnetism. London: Mac Graw-Hill, 1973

[38] Reinboth H. Technologie und Anwendung magnetischer Werkstoffe. Berlin: VEB Verlag Technik, 1958

[39] Hatherly M, Hutchinson W B. *An Introduction to Textures in Metals*. London: Chameleon Press, 1979

[40] Szpunar J, Ojanen M. The Relationship between Texture and Magnetic Properties in Fe-Si Steel. Metall. Trans., 1975, 6A: 561～567

[41] 左良, 王治东. 广义矢量法预估多晶材料的磁晶各向异性. 金属学报, 1990, 26(4): 297～299

[42] Mao W, Chen N, Yu Y. Relationship between texture, magnetic induction and maximum magnetic permeability of Si steels. In: Szpunar J A. Proc. 12. inter. conf. *Textures of Materials*. Montreal: NRC Reaech Press, 1999. **1**: 511～516

[43] Müller R. Bestimmung des r-Wertes aus dem Elastizitätsmodul über Resonanzfrequenzmessung. Stahl u. Eisen, 1982, **102**: 1107～1111

[44] Miracle D B. Deformation in NiAl bicrystal. *Acta Met. Mat.*, 1991, **39**(7): 1457～1468

[45] Liu Y L, *et al*. Deformation and recrystallization of a channel die compressed aluminum bicrystal with (112)[111]/(123)[412] orientation. *Acta Met. Mat.*, 1995, **43**(6): 2395～2405

[46] Mizushima T, *et al*. Tensile deformation of aluminum tricrystals. *J. Japan Institute of Light Metals*, 1992, **424**(10): 574～577

[47] Cullity B D. X 射线金属学. 北京: 中国工业出版社, 1965

[48] 毛卫民. 0Cr18Ni9 不锈钢轧制过程中的相定量分析. 物理测试, 1990, 40: 1～4

[49] Clark A E, Abbundi R, Savage H T. Magnetostriction of Rare Earth-Fe2 Laves Phase Compounds. Physica B+C, 1977, **86**: 73～74

[50] Clark A E. Magnetic and Magnetoelastic Properties of Highly Magnetostrictive Rare Earth Iron Laves Phase Compounds. In: AIP conference Proceedings. White Oak: American Chemical Society, 1972, **2**(18): 1015～1027

[51] Atzmony U, Dariel M P. Spin-Orientation Diagrams and Magnetic Anisotropy of Rare Earth-Iron Ternary Cubic Laves Compounds. Physical Review, 1973, B7: 4220～4233

[52] 杨王月, 盛丽珍, 孙祖庆, 黄原定, 毛卫民, 张百生, 叶春堂. 代位合金元素原子在 Fe_3Al 基金属间化合物亚点阵的中子衍射研究. 金属学报, 1996, 32: 799～804

[53] 李敏. X 射线衍射法测定原子占位及 Fe_3Al 基合金的原子占位概率. 北京科技大学硕士论文, 1997

[54] 周公度. 晶体结构测定. 北京: 科学出版社, 1981

[55] De Buyser L, von Houte P, Aernoudt E. X-ray measurement of residual stresses in textured thin coating. Texture and Microstructure, 1991, **14～18**: 73～78

[56] Ortiz M, Pochettino A A, Lebrun J L, Maeder G. X ray elastic constants in textured titanium sheets and bars. Texture and Microstructure, 1991, **14～18**: 219～224